

ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

**СОВРЕМЕННЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ  
В ПЛАЗМЕННОЙ ГЕЛИОГЕОФИЗИКЕ**

Под редакцией академика РАН **Л. М. Зеленого**,  
чл.-корр. РАН **А. А. Петруковича** и д.ф.-м.н. **И. С. Веселовского**

Москва  
ИКИ РАН  
2016

УДК 523; 533.9  
ББК 22.65; 22.632  
С40

*Рукопись подготовлена  
в рамках Программы 22 фундаментальных исследований Президиума РАН 2012–2014 гг.  
«Фундаментальные проблемы исследований и освоения Солнечной системы»  
и в рамках Программы Отделения физических наук РАН 2012–2015 гг.  
ОФН-15 «Плазменные процессы в космосе и в лаборатории»*

**Современные достижения в плазменной гелиогеофизике** / Под ред. **Л. М. Зеленого, А. А. Петруковича, И. С. Веселовского.** — М.: ИКИ РАН, 2016. — 672 с. — ISBN 978-5-00015-011-5.

Плазменная гелиогеофизика занимается описанием процессов, происходящих в космическом пространстве между поверхностью Солнца и атмосферой Земли в рамках электродинамики и физики плазмы. Ранее изданные первый и второй тома включают обзоры по физике Солнца, солнечного ветра, гелиосфере, магнитосфере и ионосфере Земли и планет, солнечно-земным связям, взаимодействию солнечного ветра с различными объектами Солнечной системы, пылевой плазме, основным понятиям физики плазмы. Книга написана ведущими российскими специалистами и представляет собой монографию, отражающую современный уровень исследований, основные достижения и проблемы по нескольким приоритетным направлениям космической физики плазмы: долговременным изменениям солнечной активности, свойствам солнечных пятен и магнитных полей, современным наблюдениям структуры солнечного ветра, физике токовых слоев в магнитосферах, динамике ионосферы и атмосферы, некоторым смежным вопросам теории плазмы и астрофизики. Предназначена специалистам в области физики плазмы, космической физики, студентам старших курсов и аспирантам.



## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	5
<b>I. Солнце и солнечная активность</b>	
I.1. Глобальные климатические изменения, современное потепление, солнечная активность и космические лучи. <i>В. А. Дергачев, И. В. Кудрявцев, Ю. А. Наговицын, М. Г. Огурцов</i> . . . . .	9
I.2. Климатические индикаторы периодичности солнечной активности от десятков тысяч до сотен миллионов лет тому назад. <i>О. М. Распопов, В. А. Дергачев</i> . . . . .	28
I.3. Измерение корональных магнитных полей радиоастрономическими методами. <i>В. М. Богод</i> . . . . .	55
I.4. Основные свойства солнечных пятен: равновесие, устойчивость и собственные колебания мелкого солнечного пятна. <i>А. А. Соловьев</i> . . . . .	79
<b>II. Солнечный ветер и гелиосфера</b>	
II.1. Прогресс в изучении солнечного ветра методом радиопросвечивания. <i>А. И. Ефимов, Л. А. Луканина, А. И. Рогашкова, Л. Н. Самознаев, И. В. Чашей, М. К. Бёрд, М. Петцольд</i> . . . . .	109
II.2. Новые сведения о солнечном ветре, полученные на основе измерений с очень высоким временным разрешением. <i>Г. Н. Застенкер</i> . . . . .	136
II.3. Результаты мониторинга турбулентного солнечного ветра по измерениям межпланетных мерцаний вблизи минимума 23/24 цикла солнечной активности. <i>И. В. Чашей, В. И. Шишов, С. А. Тюльбашев, С. К. Глубокова, А. В. Глянцев, И. А. Субаев</i> . . . . .	147
<b>III. Магнитосфера и токовые слои</b>	
III.1. Токовые слои в хвосте магнитосферы Земли. <i>А. А. Петрукович, А. В. Артемьев, И. Ю. Васько, Л. М. Зеленый, Р. Накамура</i> . . . . .	163
III.2. Особенности внутренней структуры токовых слоев в бесстолкновительной плазме в присутствии шировой компоненты магнитного поля. <i>Х. В. Малова, О. В. Мингалев, В. Ю. Попов, А. А. Петрукович, Л. М. Зелёный</i> . . . . .	211
III.3. Неадиабатическое ускорение ионов в токовом слое геомагнитного хвоста и структура пограничного плазменного слоя. <i>Е. Е. Григоренко, Л. М. Зелёный</i> . . . . .	250
III.4. Фронты диполизации: структура, динамика и ускорение частиц. <i>А. В. Артемьев, Е. В. Панов, А. А. Васильев</i> . . . . .	322
III.5. Основные особенности магнитной структуры, эволюции нагрева и ускорения плазмы в токовых слоях, создаваемых в лабораторных условиях. <i>А. Г. Франк, Н. П. Кирий</i> . . . . .	364
III.6. Лабораторные эксперименты с терреллой: влияние кинетических масштабов на физическое подобие планетарным магнитосферам. <i>В. М. Антонов, Э. Л. Бояринцев, Ю. П. Захаров, А. В. Мелехов, В. Г. Посух, А. Г. Пономаренко, И. Ф. Шайхисламов</i> . . . . .	383
<b>IV. Ионосфера и верхняя атмосфера</b>	
IV.1. Изменчивость ионосферы. <i>М. Г. Дёминов</i> . . . . .	409
IV.2. Глобальный отклик системы термосфера–ионосфера на внезапные стратосферные потепления. <i>Ю. Н. Кореньков, М. В. Клименко, В. В. Клименко, Ф. С. Бессараб</i> . . . . .	425

IV.3. Исследование воздействия солнечной активности и солнечного ветра на ионосферу Земли с помощью сигналов навигационных систем, зарегистрированных на трассах спутник–спутник. <i>А. Г. Павельев, С. С. Матюгов, О. И. Яковлев, А. А. Павельев, В. Н. Губенко, В. А. Ануфриев</i> . . . . .	<b>498</b>
IV.4. Механизм формирования крупномасштабных возмущений в верхней атмосфере от наземных источников акустико-гравитационных волн. <i>И. В. Карпов, С. П. Кшевецкий</i> . . . . .	<b>521</b>
IV.5. Электрические разряды в тропосфере над сейсмическим регионом и их влияние на распространение УКВ радиоволн. <i>В. М. Сорокин, А. К. Яценко</i> . . . . .	<b>534</b>
IV.6. Радиозатменные исследования внутренних волн и слоистых структур в атмосферах Земли, Марса и Венеры. <i>В. Н. Губенко, А. Г. Павельев, В. Е. Андреев, И. А. Кириллович, Р. Р. Салимзянов</i> . . . . .	<b>548</b>
<b>V. Общие вопросы теории плазмы</b>	
V.1. МГД-волны и неустойчивости бесстолкновительной космической плазмы: 16-моментное приближение. <i>В. Д. Кузнецов, Н. С. Джалилов</i> . . . . .	<b>557</b>
V.2. Плазменные неустойчивости и ускорение частиц ударными волнами в остатках сверхновых звезд. <i>А. М. Быков, С. М. Осипов</i> . . . . .	<b>573</b>
V.3. Поглощающая сфера в бесстолкновительной плазме, старая задача в свете новых подходов. <i>В. Л. Красовский, А. А. Киселёв, М. С. Долгоносков</i> . . . . .	<b>593</b>
V.4. Квантовые поправки к константам скоростей термоядерных реакций в условиях плазмы Солнца. <i>А. Н. Старостин, М. Г. Гладуш, Ю. В. Петрушевич</i> . . . . .	<b>619</b>
V.5. Лунный грунт и долговременные вариации потоков солнечного ветра. <i>Г. С. Ануфриев</i> . . . . .	<b>646</b>

## Предисловие

Плазменную гелиогеофизику — ровесницу космических исследований — сегодня можно назвать самостоятельной научной дисциплиной. Находясь на стыке астрофизики, физики Солнца и Солнечной системы, наук о Земле и планетах, она занимается объектами и процессами, происходящими между поверхностью Солнца и поверхностью Земли, рассматривая их в рамках электродинамики и физики плазмы. Основную роль в экспериментальных данных конечно играют измерения, проводимые на космических аппаратах, и, в меньшей степени данные наземных обсерваторий. Очевидно, что временные и пространственные масштабы процессов в атмосфере Солнца, солнечном ветре, магнитосфере и ионосфере отличаются во много раз. Тем интереснее оказывается их связь и взаимозависимость.

Околоземный космос представляет собой гигантскую лабораторию, в которой реализуются разнообразные физические процессы, мало достижимые в лаборатории. Поэтому исследования Солнца, солнечного ветра, его взаимодействия с планетами, динамики магнитосфер приводят к новым открытиям в физике плазмы, радиофизике, астрофизике. Кроме того, все объекты Солнечной системы связаны между собой процессами, переносящими массу, импульс и энергию от Солнца к Земле и другим планетам. Это солнечное воздействие сказывается и на многих технических и биологических системах, формируя таким образом систему солнечно-земных связей.

До недавнего времени многие, читающие лекции по физике околоземного космического пространства, физике Солнца и физике космической плазмы, уверенно говорили студентам о том, что подавляющая часть вещества во Вселенной находится в ионизованном плазменном состоянии. Предполагаемое ныне существование темной материи сильно потеснило ту долю вещества, которая может принадлежать обычному плазменному состоянию. Эти новые идеи и представления коренным образом меняют и сотрясают основания современной космологии и астрофизики, но практически не затрагивают объекты и пространственно-временные масштабы Солнечной системы, которым посвящена данная книга. Отношение темного вещества к обычной материи здесь ничтожно мало. Таким образом, те отрасли знания, о которых идет речь в книге, пережили очередную революцию в физике.

Данное издание продолжает публикацию уникального двухтомника «Плазменная гелиогеофизика», вышедшего в 2008 г. Других столь полных современных монографий, посвященных солнечно-земным связям, Солнцу и гелиосфере в современной

русскоязычной литературе не было и нет. Первые два тома содержат практически полный обзор всей тематики исследований от Солнца до поверхности Земли. Актуальность этой информации за последние годы несколько не уменьшилась. Данное издание дополняет их более детальными описаниями отдельных проблем плазменной гелиогеофизики, которые наиболее близки российским авторам. Части из них просто не хватило места в первых двух томах, либо за последние годы были получены существенные новые результаты. Книга написана ведущими российскими специалистами в области экспериментальных и теоретических исследований. Мы надеемся, что это позволило отразить современный уровень исследований, описать основные достижения, проблемы и нерешенные вопросы, вызывающие споры среди исследователей. Книга предназначена, главным образом, для специалистов, аспирантов и студентов старших курсов. Перед ее прочтением желательно ознакомиться с первыми двумя томами, содержащими обзоры, полный список литературы и объяснения необходимых терминов.

*Академик РАН Л. М. Зеленый*

**Часть I**

**СОЛНЦЕ И СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ**



## **I.1. ГЛОБАЛЬНЫЕ КЛИМАТИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ, СОВРЕМЕННОЕ ПОТЕПЛЕНИЕ, СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ**

*В. А. Дергачев<sup>1</sup>, И. В. Кудрявцев<sup>1</sup>, Ю. А. Наговицын<sup>2</sup>, М. Г. Огурцов<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

По результатам анализа изменений концентрации космогенных нуклидов  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$  в природных архивах, характеризующих вариации солнечной активности в течение последних  $\sim 10$  тыс. лет выявлено наличие крупномасштабных  $\sim 2000$ -летних и среднемасштабных  $\sim 200$ -летних солнечных циклов, воздействующих на климат. Воздействие космических лучей на климат может быть усилителем этой связи. Влияние изменений полной солнечной радиации и интенсивности галактических космических лучей на увеличение глобальной поверхностной температуры Земли, наблюдающееся в последние 120 лет, исследовано при помощи одномерной энергобалансовой модели климата. Показано, что в указанный период совместное воздействие солнечного и космического факторов может приводить к повышению средней температуры северного полушария на  $0.25\text{--}0.35$  °C. Сделан вывод о возможности значительного вклада солнечной светимости и потока космических лучей в глобальное потепление последнего столетия. С использованием климатических реконструкций и реконструкций солнечной активности на различных временных шкалах показано, что средний вклад солнечной активности в изменения глобальной температуры Земли составляет порядка 20%. Этот вклад сильно зависит от временного масштаба: для циклических изменений с периодами  $< 40\text{--}50$  лет он меньше 5% (для 11-летних циклов около 1%), а для периодов 100 лет и больше составляет величину порядка 40–50%. С использованием имеющихся сведений о глобальной поверхностной температуре Земли, включающих данные инструментальных измерений и косвенные палеоиндикаторы, проведено исследование возможного вклада антропогенных, земных и солнечно-космических факторов в глобальное потепление последних 100 лет. Показано, что вариации прозрачности атмосферы Земли для видимого и инфракрасного излучения под действием ионизирующего космического излучения могут являться ключевым фактором, обеспечивающим влияние космических лучей на вариации термодинамических параметров атмосферы и на формирование облачности. Вариации прозрачности могут являться следствием изменений концентрации заряженных кластеров и аэрозолей в атмосфере под действием космических лучей. Вариации прозрачности при этом могут достигать нескольких процентов, что позволяет описать наблюдаемые вариации в высотном распределении температуры под действием КЛ и объяснить особенности влияния космических лучей на аномалии облачного покрова Земли.

### **1. Введение**

В настоящее время накоплен большой опыт систематической работы по изучению закономерностей изменения природных процессов на временной шкале последних сотен и тысяч лет. С помощью космогенных нуклидов (радиоуглерода в кольцах деревьев и бериллия-10 в слоях льда) установлено, что образование радиоуглерода и других космогенных нуклидов в земной атмосфере под воздействием космических лучей (КЛ) связано с солнечной активностью (СА). Скорость образования этих нуклидов в верхних слоях атмосферы при бомбардировке ее галактическими космическими лучами (ГКЛ), увеличивается или уменьшается при уменьшении или

увеличении SA соответственно. Связь между закономерностями изменения SA, КЛ и концентрацией радиоуглерода ( $\Delta^{14}\text{C}$ ) на протяжении последних столетий в наиболее представительных экспериментальных данных прослежена в ряде работ (см., например, [Дергачев, 1996]).

Располагая надежными архивами, позволяющими приписать им точную временную шкалу, с помощью космогенных нуклидов, в частности  $^{14}\text{C}$ , имеется уникальная возможность для детектирования солнечных циклов различной продолжительности на различных по длительности масштабах времени. Хорошо известный 11-летний цикл SA был найден в изменении уровня  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$  и может быть значительно продлен по сравнению с наблюдательными данными солнечных пятен.

Многие земные явления, в частности изменения климата, связаны с солнечной изменчивостью, но ограниченная шкала наблюдений не позволяет корректно определить, какую роль солнечная изменчивость играет в изменении климата. Поэтому и астрофизики, и геофизики, и климатологи заинтересованы в получении достоверных данных об изменении SA на длинных временных шкалах. Таким образом, исследование изменений концентрации космогенных нуклидов в природных архивах является многообещающим в качестве индикаторов как солнечной, так и палеоклиматической изменчивости, но интерпретация этих данных достаточно сложна, поскольку требует понимания процессов образования, переноса и динамики отложения, которые контролируют их концентрации. Надежные реконструкции изменений скорости образования этих нуклидов в прошлом возможны только из стратиграфически неповрежденных архивов, имеющих слоистую структуру. Такими архивами являются: кольца деревьев, отложения озер и океанов, кораллы, слои льда, лёссы, многие из которых имеют годичное разрешение.

Для изучения различных процессов  $\Delta^{14}\text{C}$  измеряется в кольцах деревьев, озерных и торфяных отложениях, кораллах. Восстановленная из колец деревьев известного возраста  $\Delta^{14}\text{C}$ , основанная на погодичных измерениях или измерениях в блоках колец по 10 и 20 лет, охватывает последние более чем 10 тыс. лет. Радиоуглерод после образования в форме  $^{14}\text{CO}_2$  участвует в обмене между четырьмя резервуарами углеродной системы: атмосферой, биосферой, перемешиваемым и глубинным слоями океана, и вследствие больших размеров этих резервуаров (демпфирующий эффект углеродной системы), в  $\Delta^{14}\text{C}$  сильно подавляется амплитуда скорости образования коротких циклов (амплитуда 11-летней гармоник в  $\Delta^{14}\text{C}$  подавляется почти на два порядка). Кроме того, необходимо учитывать разный фазовый сдвиг, зависящий от длины исследуемого цикла, между сигналами образования и атмосферной  $\Delta^{14}\text{C}$  (от нескольких лет до нескольких десятков лет). Для циклов длительностью в сотни лет подавление амплитуды составляет 10–20 раз, а фазовый сдвиг — десятки лет. Важно отметить, что вследствие относительно долгого времени пребывания  $^{14}\text{C}$  в атмосфере, распределение  $^{14}\text{CO}_2$  становится однородным, в результате чего вариации  $\Delta^{14}\text{C}$  отражают глобальную скорость его образования.

Климат Земли существенно и непрерывно меняется в течение всей ее геологической истории. Решающее значение для изучения закономерностей изменения климата и установления возможных механизмов, управляющих климатической системой, имеет исследование спектров палеоклиматических данных. Комбинированный спектр мощности климатической изменчивости, построенный на основе анализа различных палеоклиматических рядов [Chil, 2002] представлен на рис. 1.

Как видно на рис. 1, естественные колебания климата имеют широкую временную шкалу изменчивости. Естественная климатическая изменчивость может быть обусловлена тремя типами воздействий: периодического или циклического характера, случайными флуктуациями воздействующих на климат факторов, нелинейным взаимодействием обратных связей в климатической системе. Сложная природа



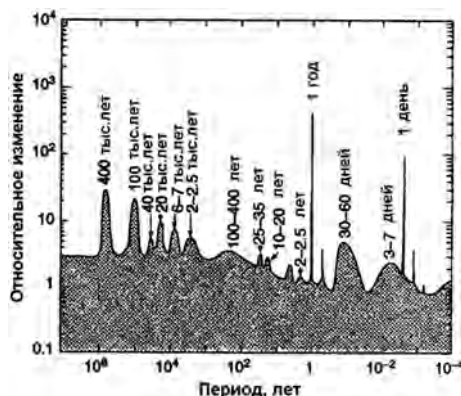


Рис. 1. Спектр мощности климатической изменчивости в течение последних 10 млн лет

естественной климатической изменчивости и воздействие человека на окружающую среду — главные препятствия для надежного отождествления глобальных изменений климата различного ранга. Человечество уже более 10 тыс. лет живет в таком теплом межледниковом периоде (голоцен), для которого характерны относительно небольшие изменения температур на всем этом интервале.

Наиболее важные климатические параметры — температура и атмосферные осадки. Анализ изменения этих параметров климата, основанный на инструментальных, исторических и палеоклиматических данных высокого разрешения, свидетельствует о проявлении медленных и быстрых процессов в изменении климата в течение голоцена. Изменение температуры в прошлом получают из изменений соотношения концентраций тяжелого  $^{18}\text{O}$  и легкого изотопа  $^{16}\text{O}$  кислорода —  $\delta^{18}\text{O}$  в исследуемых природных образцах. Однако как показывают исследования, изменения  $\delta^{18}\text{O}$  от образца к образцу для теплых условий, характерных для голоцена, оказываются очень малыми, что не позволяет выявить и надежно установить детальный характер изменений температуры для этого периода.

Предполагается, что космические лучи влияют на процесс формирования облачности путем возможного образования ядер конденсации в воздухе. Свенсмарком и Фрис-Кристинсеном [Svensmark, Friis-Christensen, 1997] установлена высокая корреляция между потоком космических лучей, проникающих в атмосферу Земли, и уровнем облачности в некоторых регионах земного шара. Изменение климата влияет на человечество, поэтому выявление резких колебаний климата является важным также для понимания и предсказания наиболее вероятных эффектов климатической изменчивости.

Основное внимание в данной работе было сфокусировано на анализе наблюдательных, исторических и косвенных наборов данных об изменении природных характеристик в прошлом, позволяющих идентифицировать физические процессы, влияющие на изменение климата.

## 2. Космогенные нуклиды, климат последних 10 тыс. лет и крупномасштабные циклы солнечной активности

Радиоактивные нуклиды  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$ , которые образуются путем взаимодействия КЛ с ядрами земной атмосферы и модулируются СА, дают прямое доказательство долговременной солнечной изменчивости (см., например, [Raisbeck et al.,

1990; Stuiver et al., 1998]), полученное по имеющимся данным по концентрации  $^{10}\text{Be}$  в годичных слоях льда и концентрации  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев, позволяющих детально исследовать проявления солнечных процессов.

Примечательно, что космогенные нуклиды  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$ , отражающие изменение интенсивности КЛ в прошлом, детектируют не только хорошо известный 11-летний цикл СА, но и позволили надежно установить закономерности поведения СА в удаленном прошлом, дали свидетельства долговременной модуляции потока ГКЛ солнечной активностью (рис. 2а). Так, наряду с квазивековым солнечным циклом Глайссберга, были идентифицированы минимумы солнечной активности Маундера (1645–1715 гг.), Шпёрера (1470–1550 гг.), Вольфа (1280–1350 гг.) и Оорта (в окрестности 1060 г.). На рис. 2 отмечен также слабый минимум Дальтона в окрестности 1800 г. и средневековый максимум СА в окрестности 1200 г. Сравнение изменений концентрации  $^{10}\text{Be}$ , измеренной в керне льда со станции Дье3 (Гренландия) [Beer et al., 1990], с изменениями температуры северного полушария [Jones, 1994] указывает на довольно хорошую корреляцию между ними, что может свидетельствовать о том, что космогенные нуклиды отражают климатические характеристики.

Точные измерения концентрации  $^{14}\text{C}$  в годичных кольцах деревьев позволяют проследить непрерывные долговременные изменения в уровне СА в течение последних более, чем 10 тыс. лет [Stuiver et al., 1998a]. Независимая проверка таких представлений изменения СА следует и из анализа уровня  $^{10}\text{Be}$  в кернах льда из Гренландии [Vonmoos et al., 2006].

Климат последних 10 тыс. лет более стабильный и теплый по сравнению с предыдущим периодом, до и после отступления последнего оледенения, начавшегося примерно 21 тыс. лет назад. Тем не менее многочисленные палеоданные указывают на

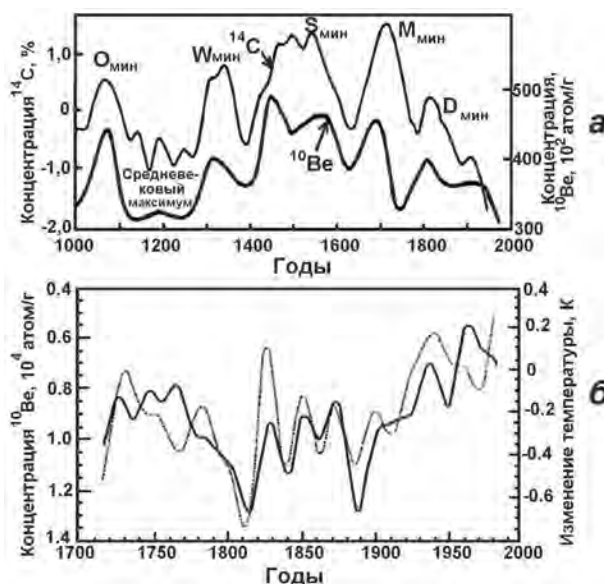


Рис. 2. Измеренные концентрации  $^{14}\text{C}$  и  $^{10}\text{Be}$  в образцах известного возраста и экстремумы в изменении солнечной активности (а), сравнение изменений концентрации  $^{10}\text{Be}$  (сплошная кривая), измеренной в керне льда со станции Дье3 (Гренландия), представляющей собой индикатор СА в прошлом, с изменениями температуры северного полушария (штриховая кривая) (б)

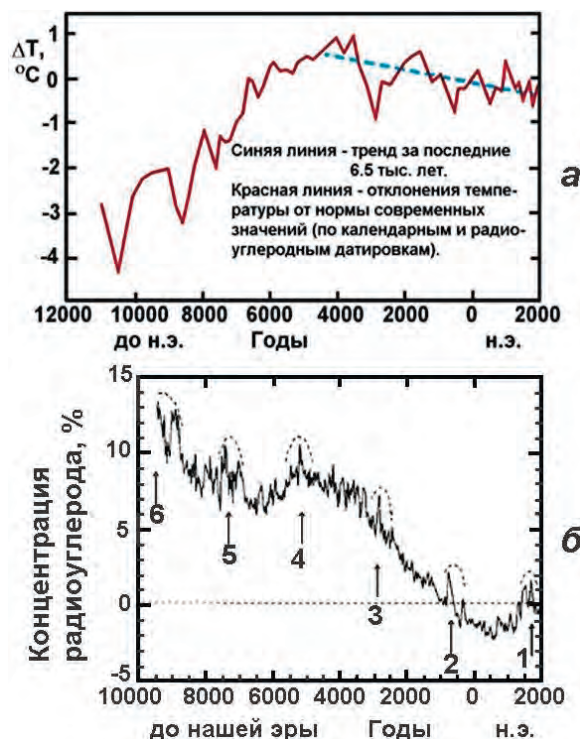


Рис. 3. Отклонения температуры от средней по различным палеоданным [Энергия, природа и климат, 1997], штриховой линией указан тренд похолодания в голоцене (а); изменение концентрации  $^{14}\text{C}$  во времени [Stuiver et al., 1998a], стрелками отмечены эпохи повышенных уровней КЛ (б)

ряд небольших похолоданий, подобных малому ледниковому периоду, охватываемому периоды экстремально низкой СА (минимумы Маундера Шперера, Вольфа) и высокой интенсивности КЛ. На рис. 3а показан тренд похолодания. Наиболее четко периоды повышенных значений интенсивности КЛ прослеживаются в концентрации  $^{14}\text{C}$ , зафиксированной в кольцах деревьев [Stuiver et al., 1998a] (рис. 3б). В этих данных помимо отклика на воздействие СА содержится долговременный тренд, связанный с временными изменениями величины магнитного поля Земли, которое экранирует потоки космических лучей, проникающих в магнитосферу, а затем и в атмосферу Земли. Как показано в работе [Dergachev, Chistyakov, 1995], на всем более чем 10-тысячелетнем интервале, покрытом радиоуглеродными данными, повышения интенсивности космических лучей совпадают с эпохами похолоданий.

### 3. Квазивековая периодичность в температуре Северной Фенноскандии и ее связь с солнечным циклом Глайссберга

Северная Фенноскандия представляет собой область, которая наиболее пригодна для тестирования солнечно-климатических связей, что связано с особенностью ее расположения: а) высокие ( $\sim 70^\circ$ ) широты обеспечивают облегченное проникновение КЛ в атмосферу, б) близость Арктики — региона, наиболее чувствительного к любым колебаниям радиационного баланса, в) регион удален от основных областей вулка-

нической активности. Наличие в климате Северной Фенноскандии ( $68\text{--}70^\circ$  с. ш.,  $20\text{--}30^\circ$  в. д.) квазивековой цикличности, предположительно связанной с солнечным циклом Глайссберга, было установлено в работах [Ogurtsov et al., 2001; Ogurtsov et al., 2002] путем анализа температурных дендрореконовструкций, охватывающих последнее тысячелетие.

Поскольку за истекшие 10 лет дендроклиматология интенсивно развивалась, представляется важным проверить полученные ранее результаты [Ogurtsov et al., 2001; Ogurtsov et al., 2002] с использованием новых дендросерий, взятых в данном регионе. Обобщенная реконструкция средней по региону ( $66^\circ 5'\text{--}70^\circ$  с. ш.,  $18^\circ\text{--}33^\circ 15'$  в. д.) июльской температуры была получена при помощи следующих тысячелетних дендрорядов: ряд данных по ширине древесных колец в Швеции [Grud, 2008], ряд данных по плотности поздней древесины колец в Швеции [Grud, 2008], ряд данных по ширине древесных колец в Финляндии [Lindholm, Jalkanen, 2012], ряд данных по высоте годового прироста деревьев в Финляндии [Lindholm, Jalkanen, 2012], ряд данных по ширине древесных колец на Кольском полуострове [Kononov et al., 2009; McCarroll et al., 2013]. Все перечисленные серии были стандартизованы с помощью наиболее современного метода RCS (regional scale standardization) позволяющего сохранять значительную часть низкочастотных (периоды выше нескольких десятилетий) вариаций. Полученный ряд температур из вышеперечисленных дендрохронологических данных  $T_{\text{ргоху}}$  приведен на рис. 4. Корреляция между среднеиюльской температурой Северной Фенноскандии, восстановленной по кольцам и приросту деревьев и инструментально измеренной составляет 0.57 на годовой шкале и 0.72 на десятилетней шкале.

Фурье- и вейвлетный спектры ряда  $T_{\text{ргоху}}$  показаны на рис. 5. Как видно на рис. 5, реконструкция температуры содержит мощную квазистолетнюю (60–135 лет)

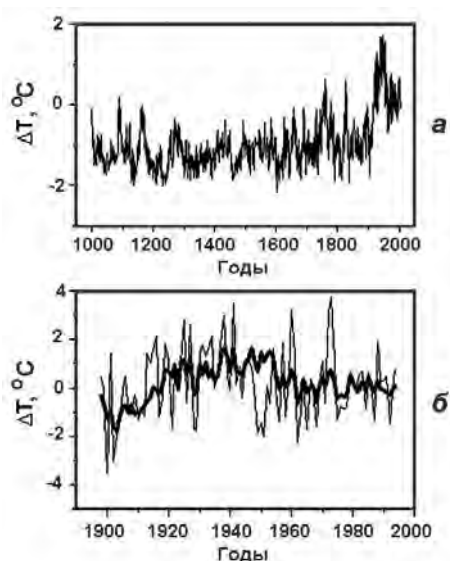


Рис. 4. Средняя июльская температура ( $66^\circ 5'\text{--}70^\circ$  с. ш.,  $18^\circ\text{--}33^\circ 15'$  в. д.), восстановленная с помощью данных дендрохронологии  $T_{\text{ргоху}}$  (а); июльская температура в Северной Фенноскандии (тонкая линия), согласно инструментальным данным (CRUTEM4, температура средняя по трем ячейкам ( $65^\circ\text{--}70^\circ$  с. ш.,  $20^\circ\text{--}25^\circ$  в. д.), ( $65^\circ\text{--}70^\circ$  с. ш.,  $25^\circ\text{--}30^\circ$  в. д.) и ( $65^\circ\text{--}70^\circ$  с. ш.,  $30^\circ\text{--}35^\circ$  в. д.)), жирная линия —  $T_{\text{ргоху}}$  (б)

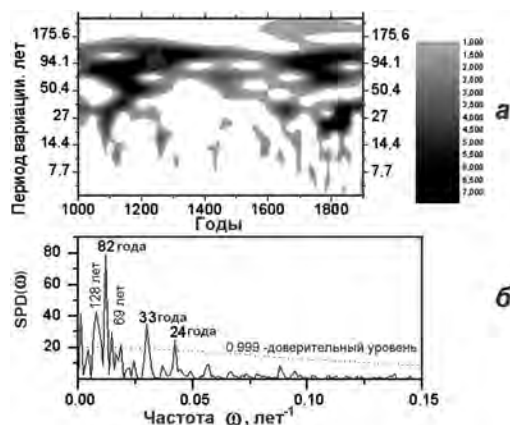


Рис. 5. Локальный вейвлетный спектр ряда  $T_{\text{гроху}}$ , рассчитанный для 1000–1900 гг. Спектр нормализован на уровень доверия 0.99, рассчитанный для красного шума с  $AR(1) = 0.50$  (а); спектр Фурье ряда  $T_{\text{гроху}}$ , рассчитанный для того же периода; SPD — спектральная плотность мощности (б)

периодичность. Данная вариация выражена значительно сильнее, чем в предыдущих реконструкциях, исследованных в [Ogurtsov et al., 2001; Ogurtsov et al., 2002]. Очевидно, что это является результатом применения более современных методов стандартизации дендроданных, не так сильно подавляющих долговременные колебания.

Фазовая связь выявленной периодичности с солнечным циклом Глайсберга проиллюстрирована на рис. 6, на котором приведены ряды данных, вейвлетно-фильтро-

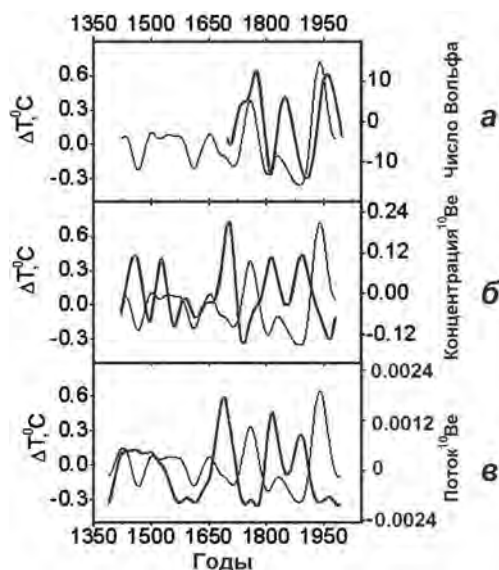


Рис. 6. Временные серии, вейвлетно-фильтрованные (базис МНАТ) в полосе 61–128 лет: числа Вольфа (серая линия) and  $T_{\text{гроху}}$  (черная линия) (а); концентрация  $^{10}\text{Be}$  в южной Гренландии (кern Две-3, серая линия) и  $T_{\text{гроху}}$  (черная линия) (б); поток  $^{10}\text{Be}$  в северной Гренландии (скважина NGRIP, серая линия) и  $T_{\text{гроху}}$  (черная линия) (в)

Таблица 1  
Коэффициент корреляции между дендрореконструкцией июльской температуры в северной Фенноскандии  $T_{\text{проху}}$  и индикаторами солнечной активности. Все временные серии вейвлетно-фильтрованы в полосе 61–128 лет

	Временной интервал	Коэффициент корреляции	Значимость корреляции (у. д.)
Числа Вольфа	1700–1994	0.73	0.845
Концентрация $^{10}\text{Be}$ в южной Гренландии	1424–1983	–0.55	0.948
Поток $^{10}\text{Be}$ в северной Гренландии	1389–1990	–0.50	0.905

ванные в полосе частот, соответствующей периодам 61–128 лет. Как видно на рис. 6, квазивековой цикл в температуре северной Фенноскандии хорошо коррелирует с соответствующими вариациями в индикаторах СА, определенных как прямыми (числа солнечных пятен), так и косвенными данными (концентрация космогенного  $^{10}\text{Be}$  во льдах Гренландии). Значения соответствующих коэффициентов корреляции и их значимости (у. д. — уровень достоверности) приведены в табл. 1.

Анализ реконструкции летней температуры в северной Фенноскандии за последние 1000 лет показал, что:

1) квазивековая (55–140-летняя) периодичность хорошо выражена в данном ряду на всем интервале времени;

2) данная вариация значимо коррелирует с соответствующим циклом Глайссберга в

- числе солнечных пятен (положительная корреляция) в течение 1700–1994 гг.;
- концентрации космогенного бериллия во льду южной Гренландии (отрицательная корреляция) в течение 1424–1983 гг.;
- концентрации космогенного бериллия во льду северной Гренландии (отрицательная корреляция) в течение 1389–1990 гг.

Таким образом, реальность связи между долгосрочными изменениями солнечной активности и климатом северной Фенноскандии была подтверждена с использованием более современных данных, охватывающих большую площадь.

#### 4. Наземная солнечная радиация и глобальный климат Земли в конце XX века

Оценка изменений наземной солнечной радиации в 1983–2001 гг., проведенная с помощью данных по глобальной облачности, измеренной в рамках проекта ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project), показала, что в указанный период солнечная радиация возросла примерно на  $3 \text{ Вт/м}^2$  [Pinker et al., 2005]. Авторы работы [Palle et al., 2004], исследовавшие альбедо Земли по спутниковым данным и по пепельному свету Луны, пришли к выводу о еще большем росте наземной радиации в указанный период. Данное явление, получившее название “global brightening”, проиллюстрировано на рис. 7.

С учетом климатической чувствительности принятой IPCC,  $\lambda_c = 0.53\text{--}1.23 \text{ }^\circ\text{C} \cdot \text{м}^2/\text{Вт}$  [IPCC, 2007] такой рост наземной радиации должен дать рост температуры на  $1.5\text{--}3.6 \text{ }^\circ\text{C}$ . Однако эта оценка весьма примитивна и требует уточнений с использованием климатического моделирования. Оценка возможного отклика климата Земли на изменение радиационного баланса в конце XX века была произведена



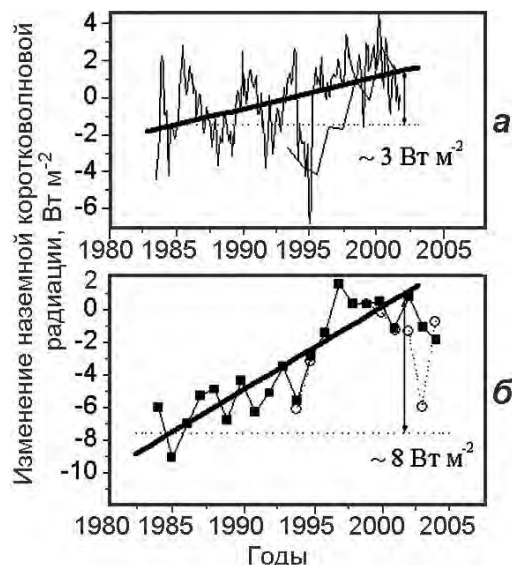


Рис. 7. Наземная солнечная радиация согласно данным ISCCP [Pinker et al., 2005] (а); изменения наземной солнечной радиации, определенные на основании оценок альbedo Земли, сделанных при помощи данных ISCCP о глобальной облачности (квадраты) и о пепельном свете Луны (пустые кружки) [Palle et al., 2004] (б)

с помощью энергобалансовой модели климата, описанной в работе [Огурцов, 2007]. Модель описывается уравнением (1)

$$\begin{aligned}
 q \frac{dT_s(t)}{dt} &= F_{inc}^{SW}(t) - F_{out}^{LW}(t) - F_{oc}(t) + \Delta F_c(t), \\
 F_{inc}^{SW}(t) &= \frac{S(t)}{4}(1 - \alpha(t)), \\
 F_{out}^{LW}(t) &= a_0 + b_0 T_s(t), \\
 F_{oc}(t) &= b_1 T_s(t),
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где  $T_s(t)$  — средняя приземная температура,  $F_{inc}^{SW}(t)$  — коротковолновое солнечное излучение, приходящее на земную поверхность,  $F_{out}^{LW}(t)$  — длинноволновое тепловое излучение, уходящее с земной поверхности,  $F_{oc}(t)$  — теплообмен между верхним перемешанным слоем океана и глубокими слоями,  $q = 4$  (Вт · год)/(м<sup>2</sup> · °С) — эффективная теплоемкость поверхностного слоя,  $\alpha$  — альbedo Бонда,  $a_0 = 201-202$  Вт/м<sup>2</sup>,  $b_0 = 2.20-2.28$  Вт/(м<sup>2</sup> · °С),  $\Delta F_c(t)$  — различные радиационные форсинги. Параметры климатической модели подобраны так, чтобы средняя равновесная температура Земли составляла 14.6 °С. Радиационные форсинги — возмущения радиационного баланса — использованные при моделировании показаны на рис. 8.

Результаты моделирования показаны на рис. 9. Как видно на рис. 9а, климатическая модель при использовании форсингов, изображенных на рис. 8а–в, позволяет описать реально наблюдаемую температуру с неплохой точностью — среднеквадратичное отклонение  $\varepsilon$  расчетной температуры от инструментально измеренной 0.15. Введение дополнительного форсинга, связанного с изменением наземной радиации в 1983–2001 гг. (рис. 8г), приводит к скачку температуры на 1.5 °С.

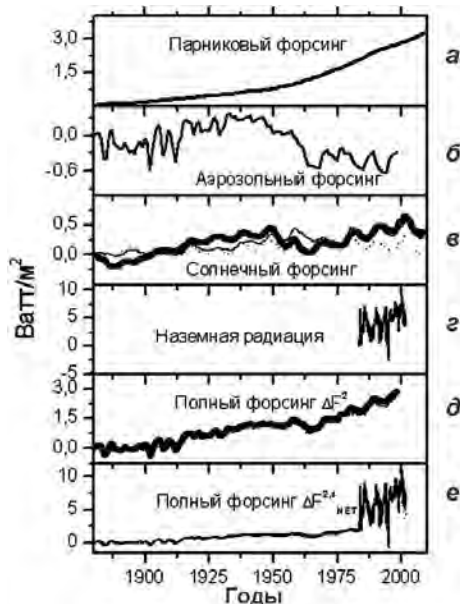


Рис. 8. Радиационные форсинги, связанные с парниковым эффектом [Hansen et al., 2011] (а); атмосферным аэрозолем [Bryson, 1980] (б); солнечной светимостью (тонкая линия [Lean et al., 1995], жирная линия [Hoyt, Schatten, 1993], пунктирная линия [Mordvinov et al., 2004]) (в); наземной радиацией, измеренной со спутников (г); полный форсинг без учета спутниковых измерений наземной радиации (д); полный форсинг с учетом спутниковых измерений наземной радиации (е)

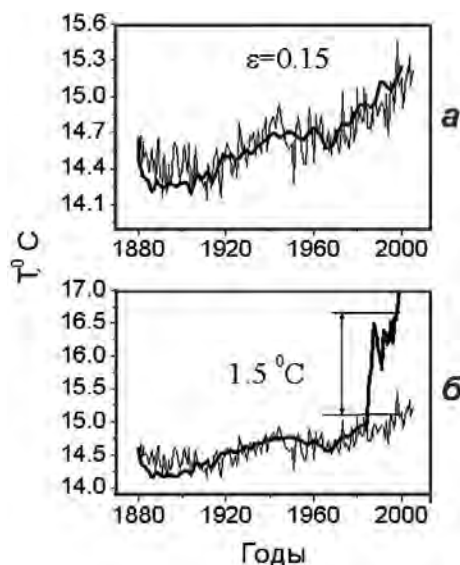


Рис. 9. Инструментально измеренная температура — тонкие линии, результаты моделирования — жирные линии. Полный форсинг  $\Delta F_{\text{NET}}^2$  (без учета изменений наземной радиации в конце XX века) (а); полный форсинг  $\Delta F_{\text{NET}}^{2,s}$  (с учетом изменений наземной радиации в конце XX века) (б)



Таким образом, экспериментальные данные по изменениям наземной радиации в 1983–2001 гг. плохо согласуются с реальными изменениями глобальной температуры, по крайней мере, в рамках энергобалансового подхода. Возможные причины:

1) непригодность упрощенной энергобалансовой модели для исследования климата в данный период;

2) воздействие на климат в указанный период неизвестных факторов, не учитываемых в моделях;

3) недостоверность данных ISCCP о долговременных вариациях глобального облачного покрова [Dai et al., 2006; Evan et al., 2007].

## 5. Особенности влияния солнечной активности на климат Земли

Одна из самых обсуждаемых острых проблем последнего времени — современное глобальное потепление климата. «Правоверные» климатологи, ссылаясь на заключения ИРСС, отстаивают ту точку зрения, что климатическая система в целом эндогенная, и главным фактором влияния на общее возрастание температуры Земли является технологическая деятельность цивилизации с все возрастающим загрязнением атмосферы парниковыми газами. «Еретики», среди которых в основном представители астро- и гелиофизики, геофизики, географии и т. п., настаивают на главным образом экзогенной природе потепления, ссылаясь на достаточно крупные изменения климата в прошлом, на длительный положительный тренд солнечной активности в последние столетия, на беспрецедентно высокий по некоторым оценкам [Solanki et al., 2004] ее уровень в XX веке.

В качестве механизмов возможного влияния солнечной активности на климат предлагаются различные, но среди них отметим два. Первый: изменение солнечной светимости, связанное с нею, приводит к вариациям попадающей на Землю энергии [Hudson et al., 1982]. Для работы этого механизма необходимо, чтобы вековые циклические вариации светимости были бы значительно больше, чем 11-летние, которые по оценкам спутниковых измерений весьма слабы, не более 0.1% [Foukal et al., 2006]. Второй механизм апеллирует к изменениям земного альбеда в результате вариаций облачности, повышенный уровень которой возникает из-за увеличения скорости собирания аэрозолей заряженными атмосферными каплями воды [Tinsley, Heelis, 1993]. Ионизация последних в тропосфере осуществляется ГКЛ, поток которых в свою очередь активно модулируется гелиосферой, а ее состояние напрямую зависит от солнечной активности.

Как нам представляется, существует компромисс между «правовой» и «еретической» точками зрения на современное изменение климата: и техногенное глобальное потепление имеет место, и, в то же время, определенная доля экзогенных факторов, обусловленных солнечной активностью, оказывает влияние на климат. Последнее обстоятельство достаточно трудно отрицать, хотя бы имея в виду схожесть длительных (более 50 лет) вариаций типичных периодов, на которых развиваются «солнечная» и климатическая системы (см. рис. 10 из работы [Nagovitsyn et al., 2004]), на котором изображены соответствующие скелетоны вейвлет-преобразования. В то же время, мы знаем, что есть целый ряд эндогенных климатообразующих факторов: атмосфера, биосфера, гидросфера, литосфера.

Ниже мы попытаемся оценить возможный вклад солнечной активности  $S(t)$  в изменения глобальной земной температуры  $T(t)$  на основе имеющихся данных. Способ решения задачи выберем следующий.

Не будем привязываться ни к каким априорным точкам зрения и механизмам. Построив математическую модель связи, определим, какую долю вариаций климата можно объяснить вариациями солнечной активности. А именно, если из времен-

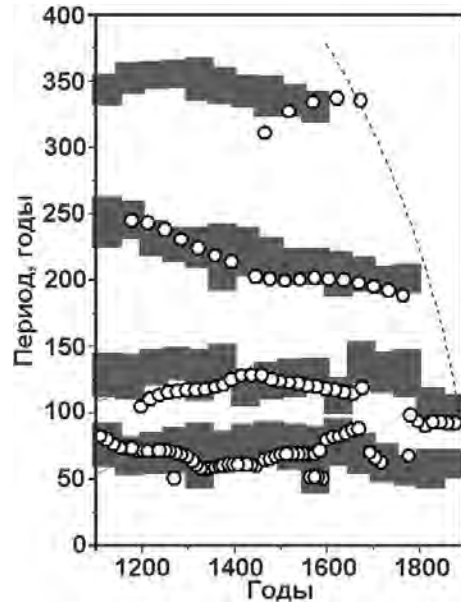


Рис. 10. Сравнение вариаций локальных длительностей циклов с периодами в диапазоне от 50 до 350 лет солнечной активности [Nagovitsyn et al., 2004] — среднее по четырем источникам данных: относительной концентрации радиоуглерода, солнечным пятнам, видимым невооруженным глазом, полярным сияниям, «нелинейной версии» [Наговицын, 1997] — серые области; и земной поверхностной температуры (по [Mann et al., 1999]) — кружки

ного ряда солнечной активности с помощью некоторых математических процедур можно вывести ряд земной температуры, то климатические изменения полностью определяются активностью Солнца. Если же с помощью модели мы можем объяснить только  $m$ -ю часть дисперсии температурного ряда, то искомый вклад составляет (в процентах)  $100m$ .

Вначале следует определиться, в рамках какой математической модели мы будем оценивать этот вклад. Безусловно, простые линейные модели вида  $T(t) = aS(t) + b$  или  $T(t) = aS(t - \Delta) + b$  не могут нас удовлетворить, несмотря на то, что в большом числе работ «еретиков», посвященных вопросам связи солнечной активности и земной температуры, прямо или косвенно, такая связь предполагается. Действительно, солнечная активность развивается на ряде типичных частот (имеет конечное число колебательных степеней свободы). Земным климатообразующим факторам, перечисленным выше, можно по аналогии с задачей баланса радиоуглерода (см. [Наговицын, 2007], формула (2)) сопоставить соответствующие «резервуары», обменивающиеся энергией, полученной от Солнца, между собой. Имея ввиду сказанное выше, мы предлагаем в качестве модели связи следующую:

$$T(t, \omega) = a(\omega)S(t, \omega) + b(\omega)\dot{S}(t, \omega) + c(\omega), \quad (2)$$

которая, несмотря на достаточную простоту, описывает широкий класс взаимодействий: различную зависимость от типичных времен (частот) квазипериодического воздействия, возможность запаздывания ответа на сигнал (из-за временной производной в правой части). Ограниченность модели определяется главным образом невозможностью учесть в ней обратные связи влияния поступившей в резервуар тепловой энергии  $E(t)$  на коэффициенты обмена: здесь задача отличается от анало-

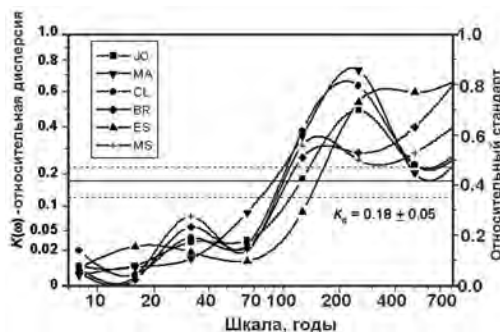


Рис. 11. Вклад в дисперсию (3) температурных изменений солнечной активности для шести 1000-летних температурных реконструкций

гичной для баланса радиоуглерода, поскольку  $^{14}\text{C}$  может считаться малой примесью, а  $E(t)$  — нет. Однако применение модели (2), в любом случае, прогресс по сравнению с примитивными моделями, о которых мы упоминали выше. Заметим, что линейный тип связи в модели подразумевает, что искомая оценка будет нижней оценкой вклада.

Собственно решение задачи об оценке вклада вариаций  $S(t)$  в  $T(t)$  следующее. Из имеющихся данных выбираем ряды реконструкций  $S(t)$  и  $T(t)$ . По методу кратномасштабных регрессий, основанному на вейвлет-преобразовании (см. [Nagovitsyn et al., 2004; Наговицын и др., 2008]), находим коэффициенты  $a(\omega)$ ,  $b(\omega)$ ,  $c(\omega)$  в (2). С их помощью строим «модельную»  $T^*(t, \omega)$  для данной частоты. Находим вклад  $K(\omega)$  дисперсии модельных  $T^*(t, \omega)$  в дисперсию наблюдаемых вариаций  $T(t, \omega)$  (иногда называемый коэффициентом детерминации) для данных типичных времен (частот), а также суммарный по частотам вклад  $K_0$ , как

$$K(\omega) = \frac{\sigma^2 T^*(\omega)}{\sigma^2 T(\omega)}, \quad K_0 = \frac{\sigma^2 T^*}{\sigma^2 T}. \quad (3)$$

На рис. 11 приведены значения  $K(\omega)$ , рассчитанные по модели солнечной активности [Наговицын и др., 2008] и шести известным 1000-летним температурным реконструкциям: **JO** [Jones et al., 1998], **MA** [Mann et al., 1999], **CL** [Crowley, Lowery, 2000; Crowley, 2000], **BR** [Briffa, 2000], **ES** [Esper et al., 2002], **MS** [Moberg et al., 2005]. Аналогичное исследование было проведено и для других реконструкций (как солнечной активности, так и земной температуры), охватывающих различные временные масштабы. На рис. 12 приведен сводный график  $K(\omega)$  по (3). На нем используются следующие обозначения и данные: светлые квадраты — данные о солнечной

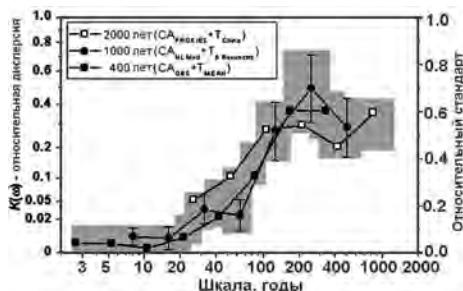


Рис. 12. Сводная картина вклада в дисперсию температурных изменений СА, полученная по различным реконструкциям земной температуры Т и СА

активности  $SA_{proxies}$  из [Nagovitsyn, 2008], земная температура — 2000-летняя реконструкция температуры Китая  $T_{China}$ ; круги — средние значения по рис. 11; темные квадраты — солнечная активность из [Наговицын и др., 2008], земная температура — средняя по шести 1000-летним реконструкциям. Таким образом, мы использовали в разных вариациях три ряда индексов солнечной активности и 7 температурных рядов.

Основной результат проведенного исследования следующий. Общий вклад солнечной активности в изменения земной температуры невелик, но не пренебрежимо мал: порядка пятой части дисперсии вариаций температуры связано с солнечной активностью. Этот вклад сильно зависит от временного масштаба: если для циклических вариаций с периодами  $< 40-50$  лет он меньше 5% (в частности, для 11-летних около 1%), то для времен порядка цикла Гляйсберга он начинает резко возрастать, достигая максимума (около 40–50%) для 200-летнего цикла Зюсса и более длительных.

Для того чтобы понять, почему это происходит, надо вспомнить, как выглядит климатообразующая система Земли для разных временных масштабов [Кислов, 1996]. Для времен менее 100 лет она состоит из атмосферы, деятельного слоя океана, сезонного снежного покрова, морского льда; внешние воздействия создаются потоком солнечной энергии, парниковыми газами, фоновым состоянием глубокого океана и др.

На временах же сотни лет и больше в климатическую систему входит уже *весь океан* с вытекающими отсюда последствиями для глобальной карбонатной системы, определяющими, в том числе и содержание парникового  $CO_2$  в атмосфере. Таким образом, для вариаций солнечной активности более 100–200 лет океан эффективно усиливает механизм ее влияния на земную температуру

## 6. О возможном механизме влияния космических лучей на формирование облачности на различных высотах

Один из ключевых вопросов солнечно-земной физики — выяснение механизмов влияния вариаций  $SA$  на климатические изменения. Традиционно, в качестве одного из таких механизмов на протяжении многих лет рассматривается влияние вариаций интенсивности КЛ, модулируемых  $SA$ , на формирование облачного покрова Земли. В пользу данного влияния говорит наличие корреляции между аномалиями облачного покрова на высотах до 3.2 км и интенсивностью ГКЛ [Marsh, Svensmark, 2000]. На средних высотах такой корреляции не обнаружено. Однако конкретные механизмы, обеспечивающие данное влияние в настоящее время, недостаточно изучены.

В работах [Koudriavtsev, Jungner, 2004; Кудрявцев, Юнгнер, 2005; Кудрявцев, Юнгнер, 2011] был предложен один из возможных механизмов, описывающий влияние ионизирующего космического излучения на формирование облачности, который основан на вариациях прозрачности атмосферы Земли для видимого и инфракрасного излучения и, как следствие, на изменении высотного распределения температуры воздуха.

Как показано в цитируемых выше работах, увеличение оптической толщины атмосферы, особенно для инфракрасного излучения, может приводить к увеличению температуры воздуха на высотах до 8–10 км на величину до 2–2.5 градусов (рис. 13) и, как следствие, приводить к увеличению скорости конденсированного роста капель на величину до 10–15% в нижней атмосфере (рис. 14), где вода находится в жидкой и газообразной фазах. Такие вариации скорости конденсированного роста капель будет приводить к корреляции между аномалиями облачного покрова и интенсивности

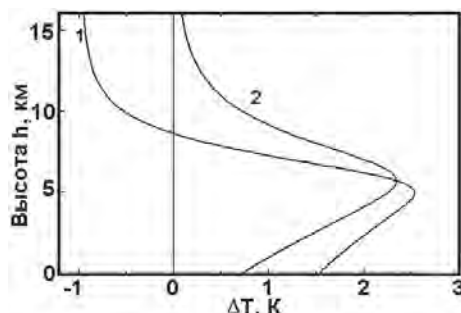


Рис. 13. Возможные изменения высотного распределения температуры  $\Delta T$  в случае, если дополнительное поглощение имеет место только для инфракрасного излучения (1) и если дополнительное поглощение имеет место и для видимого и для инфракрасного излучения (2) [Кудрявцев, Юнгнер, 2005; Кудрявцев, Юнгнер, 2011]

ГКЛ. Изменения прозрачности атмосферы, в свою очередь, могут быть результатом изменения содержания в атмосфере малых газовых компонент, заряженных кластеров и частиц аэрозолей (см., например, [Старков, Ролдугин, 1994; Eichkorn et al., 2002; Lee et al., 2003; Arlin, McPheat, 2005]).

На средних высотах ситуация кардинально меняется [Кудрявцев, Юнгнер, 2011]. Как известно, на высотах от 3 до 6 км вода находится как в жидкой фазе, так и в кристаллической. Поэтому на этих высотах необходимо учитывать и влияние КЛ на формирование кристаллической фазы. Хорошо известно, что ледяные частицы в атмосфере образуются в результате гетерогенного и гомогенного механизмов (например, [Матвеев, 1976]). При гомогенном процессе ледяная частица образуется случайно из жидкой фазы, в то время как при гетерогенном — на инородной частице. При этом, образовавшийся при гомогенном процессе ледяной зародыш будет стабильным и сможет расти только в том случае, если его радиус превышает критическое значение  $R_{cr}$  [Матвеев, 1976], которое является функцией температуры.  $R_{cr}$  уменьшается при уменьшении температуры и увеличивается при ее росте.

На рис. 15 показано изменение критического радиуса устойчивого ледяного зародыша при изменении высотного распределения температуры согласно кривым 1 и 2 на рис. 14. Вариации температуры влияют также и на скорость замерзания капель [Бекряев, 1991]. В результате этого, вариации высотного распределения температуры воздуха будут приводить к изменению количества ледяных частиц в атмосфере. При

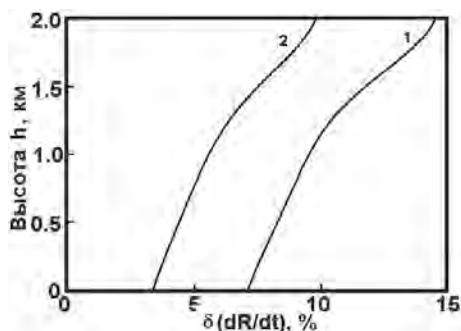


Рис. 14. Изменение скорости конденсированного роста капель на различных высотах при изменении температуры воздуха согласно кривым 1 и 2 на рис. 13 соответственно [Кудрявцев, Юнгнер, 2005; Кудрявцев, Юнгнер, 2011]

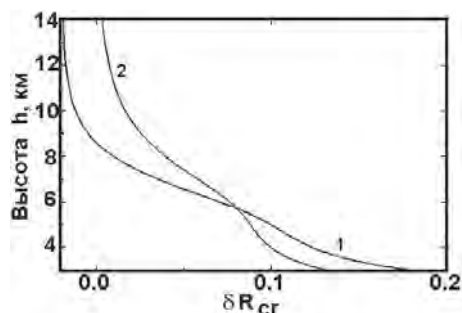


Рис. 15. Относительное изменение критического радиуса  $\delta R_{cr}$  устойчивого ледяного зародыша при изменении температуры согласно кривым 1 и 2 на рис. 14,  $\delta R_{cr} = R_{cr}(T)/R_{cr}(T_0) - 1$ , где  $T_0$  — распределение температуры воздуха по высоте без учета влияния ГКЛ [Кудрявцев, Юнгнер, 2011]

этом увеличение температуры воздуха может приводить одновременно к усилению жидкой фазы (при увеличении испарения) и к ослаблению кристаллической.

Таким образом, на малых высотах, где вода находится и в жидкой, и в газообразной формах, будет наблюдаться корреляция между интенсивностью ГКЛ и аномалиями облачного покрова Земли. Однако на средних высотах, где вода также находится и в кристаллической фазе, картина существенно усложняется — усиление жидкой фазы сопровождается ослаблением кристаллической и наоборот. Это будет нарушать корреляцию между интенсивностью ГКЛ и облачностью.

### Заключение

Результаты проведенной работы показывают, что прогресс в области солнечной палеоастрофизики и палеоклиматологии приводит к значительному росту числа свидетельств в пользу реальности влияния солнечной активности на климат Земли. Это означает, что дальнейший поиск физически обусловленных связей между активностью Солнца и земным климатом по-прежнему является одним из перспективных направлений солнечно-земной физики и нисколько не утратил актуальности. Также первоочередная задача — выявление механизмов влияния космических факторов на климатическую систему. С другой стороны, в климатологии сохраняются серьезные проблемы, вследствие чего теоретическая интерпретация даже некоторых экспериментальных данных, полученных в последние десятилетия, оказывается затруднительной. Для преодоления указанных трудностей необходимы дальнейшие усилия и комплексные исследования в области теории климата, палеоклиматологии, гелиоклиматологии и палеоастрофизики.

Работа выполнена при поддержке Программы № 22 фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы исследований и освоения Солнечной системы».

### Список литературы

- [Бекряев, 1991] Бекряев В. И. Практикум по физическим основам воздействия на атмосферные процессы. Л.: Гидрометеоздат, 1991 144 с.
- [Дергачев, 1996] Дергачев В. А. Концентрация космогенного радиоуглерода в земной атмосфере и солнечная активность в течение последних тысячелетий // Геомагнетизм и аэронавигация. 1996. Т. 36. С. 49–60.

- [Кислов, 1996] *Кислов А.В.* Климат в прошлом, настоящем и будущем. М.: МАИК «Наука/Интерпериодика», 2001.
- [Кудрявцев, Юнгнер, 2005] *Кудрявцев И.В., Юнгнер Х.* К вопросу о возможном механизме влияния космических лучей на формирование облачности на малых высотах // Геомагнетизм и аэрономия. 2005. Т. 45. С. 682–689.
- [Кудрявцев, Юнгнер, 2011] *Кудрявцев И.В., Юнгнер Х.* Вариации прозрачности атмосферы под действием галактических космических лучей как возможная причина их влияния на формирование облачности // Геомагнетизм и аэрономия. 2011. Т. 51. С. 668–676.
- [Матвеев, 1976] *Матвеев Л.Т.* Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1976. 640 с.
- [Наговицын, 1997] *Наговицын Ю.А.* Нелинейная математическая модель процесса солнечной цикличности и возможности для реконструкции активности в прошлом. // Письма в Астрон. журн. 1997. Т. 23. С. 851–858.
- [Наговицын, 2007] *Наговицын Ю.А.* Об «обратной задаче» баланса радиоуглерода // Тр. конф. «Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геоэффективных проявлений». СПб, Пулково, 2007. С. 271–274.
- [Наговицын и др., 2008] *Наговицын Ю.А., Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Гусева С.А.* Реконструкция физических параметров космической погоды на 400-летней шкале // Космич. исслед. 2008. Т. 46. С. 291–302.
- [Огурцов, 2007] *Огурцов М.Г.* Вековая вариация в аэрозольной прозрачности атмосферы как возможное звено, связывающее долговременные изменения солнечной активности и климата // Геомагнетизм и Аэрономия. 2007. Т. 47. С. 126–137.
- [Старков, Ролдугин, 1994] *Старков Г.В., Ролдугин В.К.* О связи вариаций прозрачности атмосферы с геомагнитной активностью // Геомагнетизм и аэрономия. 1994. Т. 34. С. 156–159.
- [Энергия, природа и климат, 1997] Энергия, природа и климат / Под ред. Клименко В. В., Клименко А. В., Андрейченко Т. А. и др. М.: Изд-во МЭИ, 1997. 215 с.
- [Aplin, McPheat, 2005] *Aplin K.L., McPheat R.A.* Absorption of infra-red radiation by atmospheric molecular cluster-ions // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2005. V. 67. P. 775–783.
- [Beer et al., 1990] *Beer J., Blinov A., Bonani G. et al.* Use of Be-10 in polar ice to trace the 11-year cycle of solar activity // Nature. 1990. V. 347. P. 164–166.
- [Briffa, 2000] *Briffa K.* Annual climate variability in the Holocene: interpreting the message of ancient trees // Quaternary Sci. Rev. 2000. V. 19. P. 87–105.
- [Bryson, 1980] *Bryson R.A., Goodman B.M.* Volcanic activity and climatic changes // Science. 1980. V. 207. P. 1041–1044.
- [Chil, 2002] *Chil M.* Natural climate variability // Encyclopedia of Global Environmental Change. V. 1. Chichester: John Wiley and Sons, Ltd, 2002. P. 544–549.
- [Crowley, Lowery, 2000] *Crowley T.J., Lowery T.S.* How warm was the Medieval Warm Period? // Ambio. 2000. V. 29. P. 51–54.
- [Crowley, 2000] *Crowley T.J.* Causes of Climate Change Over the Past 1000 Year // Science. 2000. V. 289. P. 270–277.
- [Dai et al., 2006] *Dai A., Karl T.R., Sun B., Trenberth K.E.* Recent Trends in Cloudiness over the United States. A tale of monitoring inadequacies // Bull. American Meteorological Society. 2006. P. 597–606.
- [Dergachev, Chistyakov, 1995] *Dergachev V.A., Chistyakov V.F.* Cosmogenic radiocarbon and cyclical natural processes // Radiocarbon. 1995. V. 37. P. 417–424.
- [Eichkorn et al., 2002] *Eichkorn S., Wilhelm S., Aufmhoff H., Wohlfrom K.H., Arnold F.* Cosmic ray-induced aerosol formation: First observational evidence from aircraft-based ion mass spectrometer measurements in the upper troposphere // Geophys. Res. Lett. 2002. V. 29. P. 43–51.
- [Evan et al., 2007] *Evan A.T., Heidinger A.K., Vimont D.J.* Arguments Against a Physical Long-Term Trend in Global ISCCP Cloud Amounts // Geophys. Res. Lett. 2007. V. 34. P. L04701.



- [Esper et al., 2002] *Esper J., Cook E.R., Schweingruber F.H.* Low-frequency signals in long tree-ring chronologies for reconstructing past temperature variability // *Science*. 2002. V. 295. P. 2250–2253.
- [Foukal et al., 2006] *Foukal P., Fröhlich C., Spruit H., Wigley T.M.L.* Variations in solar luminosity and their effect on the Earth's climate // *Nature*. 2006. V. 443. P. 161–166.
- [Grudd, 2008] *Grudd H.* Torneträsk tree-ring width and density AD 500–2004: a test of climatic sensitivity and a new 1500-year reconstruction of north Fennoscandian summers // *Climate Dynamics*. 2008. V. 31. P. 843–857.
- [Hansen et al., 2011] *Hansen J., Sato M., Kharecha P., von Schuckmann K.* Earth's energy imbalance and implications. // *Atmos. Chem. Phys.* 2011. V. 11. P. 27031–27105.
- [Hoyt, Schatten, 1993] *Hoyt D.V., Schatten K.H.* A discussion on plausible solar irradiance variations, 1700–199 // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 18895–1890.
- [Hudson et al., 1982] *Hudson H.S., Silva S., Woodbard M., Willson R.C.* The effect of sunspots on solar irradiance // *Solar Phys.* 1982. V. 76. P. 211–219.
- [IPCC, 2007] IPCC (2007), WGI Fourth Assessment Report: Climate Change 2007: The Physical Science Basis: Summary for Policymakers, Paris, 2007. 18 p.
- [Jones, 1994] *Jones P.D.* Hemispheric surface air temperature variations: a reanalysis and an update to 1993 // *J. Climate*. 1994. V. 7. P. 1794–1802.
- [Jones et al., 1998] *Jones P.D., Briffa K.R., Barnett T.P., Tett S.F.B.* High-resolution paleoclimatic records for the last millennium // *The Holocene*. 1998. V. 8. P. 455–471.
- [Kononov et al., 2009] *Kononov Yu.M., Friedrich M., Boettger T.* Regional summer temperature reconstruction in the Khibiny Low Mountains (Kola Peninsula, NW Russia) by means of tree-ring width during the last four centuries // *Arctic, Antarctic, and Alpine Res.* 2009. V. 41. P. 460–468.
- [Koudriavtsev, Jungner, 2004] *Koudriavtsev I.V., Jungner H.* On the possible mechanism of influence of change the intensity of cosmic ray on clouds anomalies at small altitudes in the Earth's atmosphere // *Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity*, IAU Symposium, V. 223 / Ed. by A. V. Stepanov, E. E. Benevolenskaya, A. G. Kosovichev. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2004. P. 525–528.
- [Lean et al., 1995] *Lean J., Beer J., Bradley R.* Reconstruction of solar irradiance since 1610: Implications for climate change // *Geophys. Res. Lett.* 1995. V. 22. P. 3195–3198.
- [Lee et al., 2003] *Lee S.H., Reeves J.M., Wilson J.C. et al.* Particle formation by ion nucleation in the upper troposphere and lower stratosphere // *Science*. 2003. V. 301. P. 1886–1889.
- [Lindholm, Jalkanen, 2012] *Lindholm M., Jalkanen R.* Sub-century scale variability in height-increment and tree-ring width chronologies of Scots pine since 745 in northern Fennoscandia // *The Holocene*. 2012. V. 22(5). P. 571–577.
- [Mann et al., 1999] *Mann M.E., Bradley R.S., Hughes M.K.* Northern Hemisphere Temperatures During the Past Millennium: Inferences, Uncertainties, and Limitations // *Geophys. Res. Lett.* 1999. V. 26. P. 759–762.
- [Marsh, Svensmark, 2000] *Marsh N., Svensmark H.* Cosmic rays, clouds and climate // *Space Sci. Rev.* 2000. V. 94. P. 215–230.
- [McCarroll et al., 2013] *McCarroll D., Loader N., Jalkanen R. et al.* A 1200-year multi-proxy record of tree growth and summer temperature at the northern pine forest limit of Europe // *The Holocene*. 2013. V. 23. P. 471–484.
- [Moberg et al., 2005] *Moberg A., Sonechkin D.M., Holmgren K. et al.* High variable Northern Hemisphere temperatures reconstructed from low- and high-resolution proxy data // *Nature*. 2005. V. 433. P. 613–617.
- [Mordvinov et al., 2004] *Mordvinov A.V., Makarenko N.G., Ogurtsov M.G., Jungner H.* Reconstruction of magnetic activity of the Sun and changes in its irradiance on a millennium timescale using neurocomputing. // *Solar Phys.* 2004. V. 22. P. 247–253.
- [Nagovitsyn, 2008] *Nagovitsyn Yu.A.* Global solar activity on long time scales. // *Astrophys. Bull.* 2008. V. 63. P. 43–55.



- [Nagovitsyn et al., 2004] *Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V., Volobuev D.M.* ESAI database and some properties of solar activity in the past // *Solar Phys.* 2004. V. 224. P. 103–112.
- [Ogurtsov et al., 2001] *Ogurtsov M.G., Kocharov G.E., Lindholm M. et al.* Solar activity and regional climate // *Radiocarbon.* 2001. V. 43. P. 439–447.
- [Ogurtsov et al., 2002] *Ogurtsov M.G., Kocharov G.E., Lindholm M. et al.* Evidence of solar variation in tree-ring-based climate reconstructions // *Solar Physics.* 2002. V. 205. P. 403–417.
- [Palle et al., 2004] *Palle E., Goode P.R., Montanes-Rodriguez P., Koonin S.E.* Changes in the Earth's reflectance over the past two decades // *Science.* 2004. V. 304. P. 1299–1301, doi:10.1126/science.1094070.
- [Pinker et al., 2005] *Pinker R.T., B. Zhang, Dutton E.G.* Do satellites detect trends in surface solar radiation? // *Science.* 2005. V. 308. P. 850–854.
- [Raisbeck et al., 1990] *Raisbeck G.M., Yiou F., Jouzel J., Petit J.-R.*  $^{10}\text{Be}$  and  $^2\text{H}$  in polar ice cores as a probe of the solar variability's influence on climate // *Phil. Trans. Royal Soc. London.* 1990. V. 300A. P. 463–470.
- [Solanki et al., 2004] *Solanki S.K., Usoskin I.G., Kromer B. et al.* Unusual activity of the Sun during recent decades compared to the previous 11,000 years // *Nature.* 2004. V. 431. P. 1084–1087.
- [Stuiver et al., 1998] *Stuiver M., Reimer P.J., Braziunas T.F.* High-precision radiocarbon age calibration for terrestrial and marine samples // *Radiocarbon.* 1998. V. 40. P. 1127–1151.
- [Stuiver et al., 1998a] *Stuiver M., Reimer P.J., Bard E. et al.* 1998: INTCAL98 radiocarbon age calibration, 24,000-0 cal BP. // *Radiocarbon.* 1998. V. 40. P. 1041–1083.
- [Svensmark, Friis-Christensen, 1997] *Svensmark H., Friis-Christensen E.* Variations of cosmic ray flux and global cloud coverage—a missing link in solar-climate relationships // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 1997. V. 59. P. 1225–1232.
- [Tinsley, Heelis, 1993] *Tinsley B.A., Heelis R.A.* Correlations of atmospheric dynamics with solar activity: evidence for a connection via the solar wind, atmospheric electricity, and cloud microphysics // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 10375.
- [Vonmoos et al., 2006] *Vonmoos M., Beer J., Muscheler R.* Large variations in Holocene solar activity: Constraints from  $^{10}\text{Be}$  in the Greenland Ice Core Project ice core // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. P. 0105.

## 1.2. КЛИМАТИЧЕСКИЕ ИНДИКАТОРЫ ПЕРИОДИЧНОСТИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ОТ ДЕСЯТКОВ ТЫСЯЧ ДО СОТЕН МИЛЛИОНОВ ЛЕТ ТОМУ НАЗАД

*О. М. Распопов<sup>1</sup>, В. А. Дергачев<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Проанализированы уникальные палеоклиматические данные (ширина колец окаменевших деревьев и отложения ленточных глин) с годичным временным разрешением для исследования периодичности климатических процессов во временном интервале от десятков тысяч до сотен миллионов лет тому назад. Выявленные периодичности сопоставлены с солнечными и климатическими периодичностями, регистрируемыми в настоящее время. В спектрах проанализированных палеоклиматических данных проявляются периодичности, характерные для солнечной активности: квази-20-летняя — цикл Хейла (Hale) и 11-летняя — цикл Швабе (Schwabe), установленные по инструментальным данным и историческим наблюдениям солнечных пятен. Кроме того, показано, что в прошлом в климатических колебаниях надежно выявляются квазидвухсотлетняя и квазивековая периодичности, которые можно интерпретировать как результат воздействия на климат солнечных цикличностей соответственно Зюсса-де Фриза (Suess-deVries) и Глайсберга (Gleissberg). Таким образом, можно сделать вывод, что палеоклиматические индикаторы во временном интервале до сотен миллионов лет назад дают информацию о солнечной цикличности, недостижимую другими методами. И эти периодичности близки по своим значениям современной периодичности солнечной активности. Полученные данные свидетельствуют, что периодичности солнечной активности сохраняли свои значения в течение сотен миллионов лет.

### 1. Введение

Инструментальные наблюдения за вариациями солнечной активности (СА): число солнечных пятен и групп пятен получены на временном интервале последних ~ 400 лет. Исторические записи свидетельствуют, что в Китае солнечные пятна, видимые невооруженным глазом, наблюдались с 206 г. до нашей эры. Для оценки вариаций СА в более ранние эпохи используются данные о содержании космогенных изотопов <sup>14</sup>C, <sup>10</sup>Be и др. в земных архивах (кольца деревьев, слоистые структуры ледяных покровов и донных осадков и др.) Генерация космогенных изотопов в атмосфере Земли происходит под воздействием потоков космических лучей (КЛ). В свою очередь, интенсивность потоков КЛ определяется уровнем СА, связанным с изменением во времени условий распространения космических лучей в межпланетной среде. Таким образом, вариации концентрации изотопов дают информацию о периодичности СА, а с учетом поправок на обменные процессы в атмосфере, и об ее уровне. Время полураспада космогенных изотопов определяет временной масштаб, в котором возможно восстановление и анализ СА на основе данного изотопа. Так, <sup>14</sup>C имеет время полураспада 5730 лет, что позволяет судить об изменчивости СА на масштабах

времени до нескольких десятков тысяч лет назад. Время полураспада  $^{10}\text{Be}$  составляет около 1.5 млн лет и, следовательно, информацию о СА можно, в принципе, извлечь на временном интервале в несколько миллионов лет при условии высокого временного разрешения используемых данных. В то же время, детальные данные по измерению концентрации  $^{10}\text{Be}$  не превышают последние 50000 лет [Wagner et al., 2001]. Для временного интервала в сотни тысяч и миллионы лет индикатором изучения периодического характера СА может служить климатический индикатор, дающий информацию о климатическом отклике системы атмосфера–океан на периодичность СА.

Основатель дендрохронологии Дуглас в начале XX в. обратил внимание на существование ~ 11-летней цикличности в радиальном приросте деревьев. Он отождествил эту периодичность с климатическим откликом на воздействие 11-летнего солнечного цикла Швабе (Schwabe) [Douglass, 1919, 1928, 1936]. Он и другие исследователи на основе анализа дендрологических и других палеоклиматических данных, обладающих слоистой структурой (ленточные глины в озерных отложениях, сталактиты, содержание аэрозолей в слоях ледяных куполов Гренландии и Антарктиды и др.), выявили проявление климатических вариаций, соответствующих фундаментальным циклам СА: 22-23-летнему циклу Хейла (Hale), вековому циклу Глайсберга (Gleissberg), который по современным представлениям расщепляется на две ветви в 60–70 и 100–120 лет, а также квазидвухсотлетнему циклу Зюсса–де Фриза (Suess–deVries) [Шиятов, 1962; Шиятов, 1975; Костин, 1965; Ловелиус, 1979; Мазепа, 1986; Дергачев, Чистяков, 1993; Дергачев, 1996; Cook et al., 1997; Hoyt, Schatten, 1997; Roig et al., 2001; Распопов и др., 2001; Vasiliev, Dergachev, 2002; Ogurtsov et al., 2002; Васильев и др., 2004; Raspopov et al., 2004; Распопов и др., 2005; Дергачев, 2006; Дергачев и др., 2007; Raspopov et al., 2008; Дергачев, Распопов, 2008]. В последнем тысячелетии наиболее мощный климатический отклик наблюдался у квазидвухсотлетнего солнечного цикла [Raspopov et al., 2008; Располпов и др., 2009]. Следует отметить, что в климатических периодичностях, кроме солнечных, достаточно часто прослеживаются и периодичности около 30 и 17–18 лет. Первая из них носит название цикла Брюкнера (Bruckner). Интерпретацию 17–18-летней периодичности можно дать с позиций воздействия цикличности лунных приливов (лунный цикл Сароса 18.6 лет) ([Currie, 1993; Cook et al., 1997; Hoyt, Schatten, 1997]. С другой стороны, обе эти периодичности близки к комбинационным частотам и солнечных циклов Глайсберга (Gleissberg) и Хейла (Hale) [Распопов и др., 2001].

Таким образом, ряд климатических индикаторов, обладающих тонкой слоистой структурой с годичным временным разрешением и имеющих точную временную привязку, позволяет достаточно точно оценивать солнечное воздействие на изучаемые климатические индикаторы, что значительно расширяет получение информации о СА за пределами инструментальных ее наблюдений.

Целью настоящей работы является анализ уникальных палеоклиматических данных, имеющих временное разрешение в один или несколько лет (вариации ширины колец окаменевших деревьев и слоистые отложения осадочных пород) во временном интервале от десятков тысяч до сотен миллионов лет тому назад.

В рамках настоящей работы палеоклиматические данные с высоким временным разрешением были подвергнуты спектральному и вейвлет анализам с целью выявления периодичностей в климатических изменениях в прошлом. Полученные данные были сопоставлены с фундаментальными периодичностями солнечной активности [Распопов и др., 2010; Raspopov et al., 2011].

Необходимо подчеркнуть, что миллионы лет назад конфигурация континентов и климат существенно отличались от современных, и, следовательно, циркуляционные процессы в системе атмосфера–океан имели отличную от современной структуру.

Поэтому выявление климатических периодичностей соответствующих фундаментальным периодичностям СА может указывать на то, что выявленные периодичности обязаны своим происхождением внешнему солнечному воздействию.

## 2. Вариации солнечной активности и их климатический отклик в современное время и тысячи лет назад

### Фундаментальные периодичности солнечной активности

На рис. 1а приведены результаты инструментальных наблюдений за изменением СА (число солнечных пятен) за последние 400 лет. Как видно из рисунка, в XVII столетии наблюдался глубокий минимум СА, который получил название Маундеровского, а затем до настоящего времени прослеживается четкая  $\sim 11$ -летняя цикличность СА (цикл Швабе). Вариация амплитуды 11-летних циклов свидетельствует о наличии в СА так называемого векового цикла или цикла Глайсберга ( $T \sim 80\text{--}90$  лет). Кроме того, имеются различия в амплитудах четных и нечетных циклов СА. Эта периодичность связана с изменением полярности магнитного поля Солнца и получила название цикла Хейла. Она имеет удвоенный по сравнению с циклом Швабе период: 22–23 г.

Как указывалось ранее, для прослеживания изменений СА в более ранние, чем инструментальные наблюдения, временные интервалы, используются данные о концентрации космогенных изотопов в земных архивах. На рис. 1б приведена реконструкция СА во временном интервале от 850 до 2000 года по данным о концентрации  $^{10}\text{Be}$  во льдах Гренландии и Антарктиды и концентрации  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев, а также усредненные по 11-летним интервалам инструментальные данные о СА [Usoskin et al., 2003]. На рисунке обозначены времена больших минимумов СА: Орта, Вольфа, Шпёрера, Маундера и Дальтона, а также средневекового максимума СА. Из представленных графиков видно, что временная повторяемость больших минимумов СА составляет примерно 200 лет. Такой цикл солнечной активности получил название цикла Зюсса–де Фриза.

На рис. 1в приведена кривая концентрации  $^{14}\text{C}$  ( $\Delta^{14}\text{C}$ ) в кольцах деревьев за последние 11400 лет [Stuiver, van der Plicht, 1998]. В этих данных помимо отклика на воздействие СА содержится долговременный тренд, связанный с временными изменениями величины магнитного поля Земли, которое само экранирует потоки космических лучей, проникающих в магнитосферу, а затем и в атмосферу Земли. Вариации концентрации  $^{14}\text{C}$  после исключения тренда, связанного с изменением величины геомагнитного поля, показаны на рис. 1г. Как на рис. 1в, так и на рис. 1г, видна 2300–2400-летняя повторяемость глубоких минимумов СА. 2300–2400-летняя цикличность получила название цикла Холлстатта (Hallstatt).

Необходимо подчеркнуть, что периоды различных циклов СА не являются постоянными. Инструментальные данные свидетельствуют об изменениях продолжительности квазиодиннадцатилетнего цикла Швабе от 9 до 14 лет. Анализ изменения продолжительности солнечного цикла Хейла во временном интервале вблизи Маундеровского минимума и в течение него свидетельствует об изменении периода от 20 до 26–28 лет [Peristykh, Damon, 1998; Raspopov et al., 2004a]. М. Огурцовым с соавторами [Ogurtsov et al., 2002] при анализе цикличности Глайсберга было показано, что этот цикл может расщепляться в некоторых временных интервалах на две ветви: 60–70 и 100–120 лет. Изменение периода квазидвухсотлетнего цикла с 230 до 180 лет было зафиксировано в последнем тысячелетии [Raspopov et al., 2007; Raspopov et al., 2008].

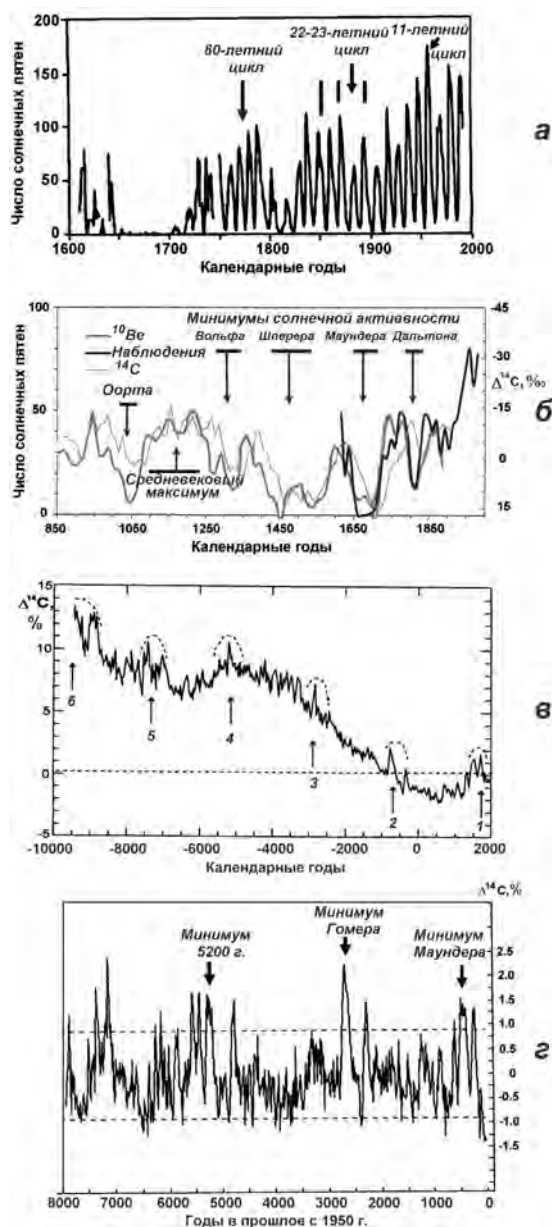


Рис. 1. Результаты инструментальных наблюдений за солнечной активностью (число солнечных пятен) за последние 400 лет (а); реконструкция солнечной активности во временном интервале от 850 до 2000 лет по данным о концентрации  $^{10}\text{Be}$  во льдах Гренландии и Антарктиды и концентрации  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев, а также усредненные по 11-летним интервалам инструментальные данные о солнечной активности [Usoskin et al., 2003] (б); вариации концентрации  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев за последние 11400 лет [Stuiver, van der Plicht, 1998] (в); вариации концентрации  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев за последние 8000 лет после исключения долговременного тренда, связанного с изменениями величины магнитного поля Земли (г)

### Климатический отклик на солнечную активность

Основатель дендрохронологии Дуглас [Douglass, 1919, 1928, 1936] выявил отклик 11-летнего солнечного цикла в вариациях ширины колец деревьев. В дальнейшем в палеоклиматических данных различными исследователями было отмечено проявление фундаментальных периодичностей СА. Приведем несколько примеров.

На рис. 2 представлены Фурье спектры радиального прироста сосны (*Pinus sylvestris* L.) в Лапландии (Северная Финляндия) [Ogurtsov et al., 2008] и на

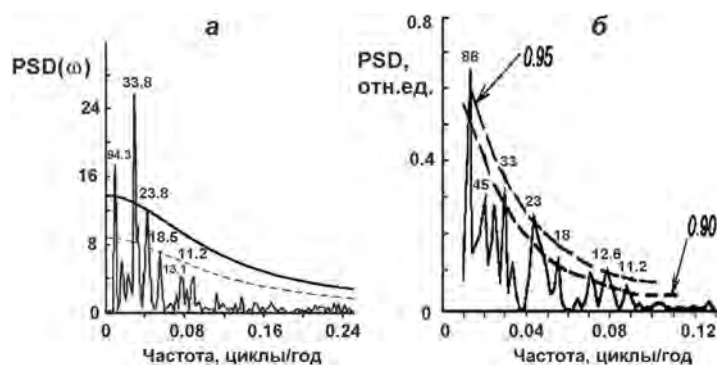


Рис. 2. Фурье спектры радиального прироста сосны (*Pinus sylvestris* L.) в Лапландии (Северная Финляндия) [Ogurtsov et al., 2008] (а) и на Кольском полуострове (Россия) [Raspopov et al., 2004] (б)

Кольском полуострове (Россия) [Raspopov et al., 2004]. Как видно из рисунка, периодичность радиального прироста сосны в этих двух близко расположенных районах имеет одинаковую структуру. В обоих спектрах прослеживаются периоды около 90 лет, что может быть отражением воздействия солнечного цикла Глайсберга, и периоды около 23 лет, которые могут отражать воздействие цикла Хейла, а также периодичность в 11 лет. Кроме того, в обоих спектрах присутствуют периоды около 33, 18 и 13 лет. Тридцатилетний климатический цикл носит наименование цикла Брюкнера, и в современную эпоху зафиксировано его проявление в различных климатических параметрах. Периодичности в 13 и 17–18 лет зарегистрированы в вариациях температуры в Мурманске, и могут быть связаны с внутренними процессами в системе атмосфера–океан в арктическом регионе [Распопов и др., 2013].

На рис. 3б приведены результаты вейвлет анализа (базис Морле) вариаций годовичных донных отложений озера Блинден (Blinden) в Дании во временном интервале от 6500 до 2500 лет назад [Olsen, 2007]. На этом же рисунке (рис. 3а) приведены результаты фильтрации кривой  $\Delta^{14}\text{C}$ , представленной на рис. 1г, в диапазоне периодов 210 лет. Как видно из рисунка, климатические вариации имеют такую же периодичность, что и солнечные и, кроме того, их амплитуда нарастает при увеличении амплитуды  $\Delta^{14}\text{C}$ . Климатические вариации, отраженные в донных осадках озера Блинден, имеют периодичность не только в  $\sim 200$ -летнем диапазоне. Около 5000–4500 лет назад проявляются вариации с периодом порядка 100 и 70–80 лет, что может свидетельствовать о климатическом отклике на солнечную цикличность Глайсберга.

Квазидвухсотлетняя периодичность радиального прироста можжевельника в районах Тянь-Шаня и на Тибетском плато, а также сосны в Скалистых горах в западной Канаде была выявлена для последнего тысячелетия. Эти периодичности имели

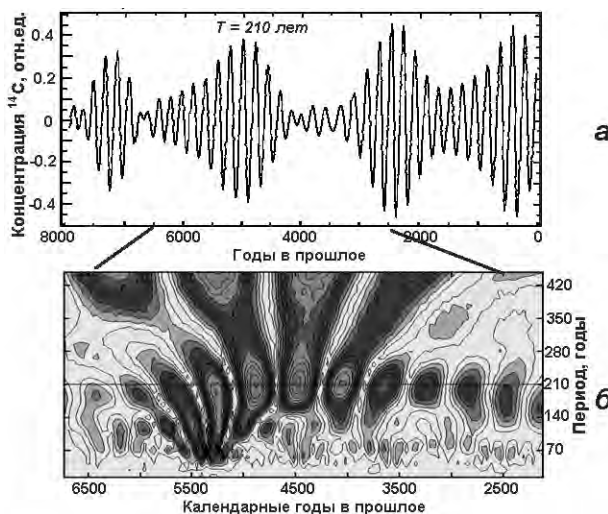


Рис. 3. Результаты фильтрации кривой  $\Delta^{14}\text{C}$ , представленной на рис. 1г, в диапазоне периодов 210 лет (а); результаты вейвлет анализа (базис Морле) вариаций годовых донных отложений озера Блинден (Blinden) в Дании во временном интервале от 6500 до 2500 лет назад [Olsen, 2007] (б)

высокую степень корреляции с  $\sim 200$ -летней периодичностью СА (коэффициент корреляции от 0.73 до 0.94) [Raspopov et al., 2007; Raspopov et al., 2008].

Представляет интерес привести результаты спектрального анализа радиального прироста деревьев, имеющих возраст в тысячи лет — остистой сосны (Bristlescone pine), произрастающей в горах Калифорнии (США). На рис. 4а показан самый старый живой организм на планете — остистая сосна «Мафусаил». Она начала расти в 2832 г. до нашей эры. На рис. 4б приведены результаты спектрального анализа вариаций  $\Delta^{14}\text{C}$  и радиального прироста остистой сосны, сделанного еще в 1984 г. Соне и Сьюсс [Sonnet, Suess, 1984]. Спектры отчетливо показывают  $\sim 200$ -летнюю периодичность в обеих кривых.

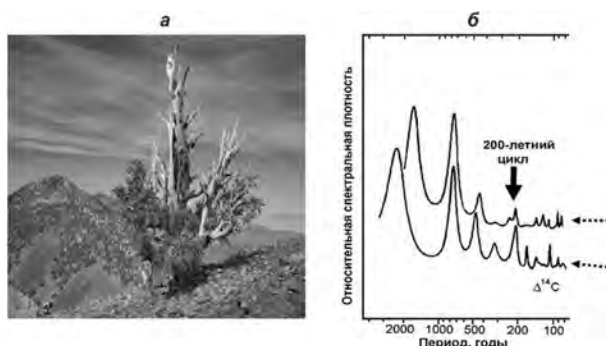


Рис. 4. Самый старый живой организм на планете — остистая сосна «Мафусаил» (возраст свыше 4840 лет) (а); результаты спектрального анализа вариаций  $\Delta^{14}\text{C}$  и радиального прироста остистой сосны [Sonnet, Suess, 1984]: нижняя кривая результаты анализа вариаций концентрации радиоуглерода и верхняя кривая — результаты анализа радиального прироста сосны (б)



О высокой степени корреляции между климатическими и солнечными вариациями во временном интервале голоцена свидетельствуют результаты обработки палеоклиматических данных (прирост сталактитов в Омане) и изменение содержания радиоуглерода. На рис. 5 приведены сопоставление вариаций  $\Delta^{14}\text{C}$  и вариаций содержания кислорода  $^{18}\text{O}$  ( $\delta^{18}\text{O}$ ) во временном интервале от 9600 до 6200 лет назад [Neff et al., 2001]. Вариации  $\delta^{18}\text{O}$  применительно к данному случаю характеризуют интенсивность осадков. Авторы проведенного исследования подчеркивают высокую степень корреляции между вариациями солнечной активности и климатическими вариациями в регионе.

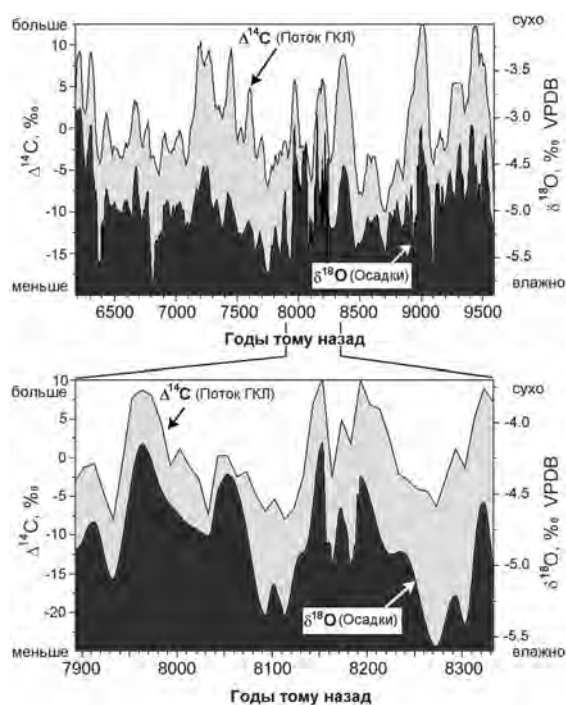


Рис. 5. Вариации  $\Delta^{14}\text{C}$  и вариации содержания кислорода  $^{18}\text{O}$  ( $\delta^{18}\text{O}$ ) в сталактитах (пещера в Омане) за временной интервал от 9600 до 6200 лет назад [Neff et al., 2001]

Таким образом, приведенные данные, а также результаты других исследователей убедительно свидетельствуют о том, что палеоклиматические данные, в первую очередь вариации радиального прироста деревьев и годовичные вариации толщин донных осадков могут быть использованы как климатические индикаторы вариаций солнечной активности.

### 3. Климатические индикаторы вариаций солнечной активности во временном интервале в десятки и сотни тысяч лет назад

Конфигурация континентов по сравнению с современной не претерпевала каких-то значительных изменений в последние сотни тысяч лет. Поэтому циркуляционные процессы в атмосфере также могли быть близки к современным.

В средних широтах в Чили найдены стволы деревьев *Fitzroya cupressoides*, погребенные оползнем около 50 000 лет назад [Roig et al., 2001]. Исследователям удалось



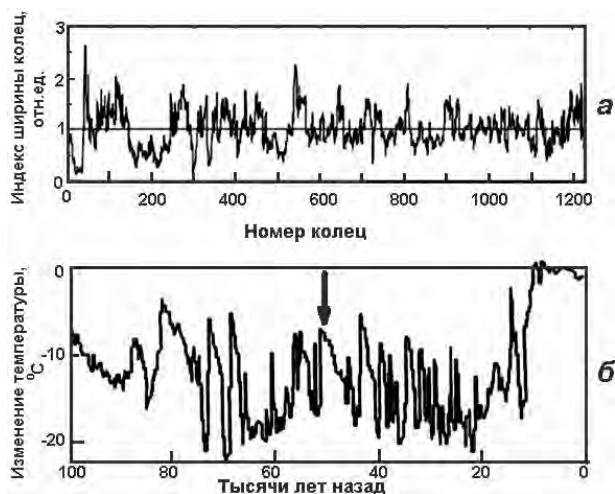


Рис. 6. Вариации ширины колец погребенных в Чили 50000 лет назад хвойных деревьев (а); изменение температур за последние 100000 лет по данным кернов льда из Гренландии (б). Стрелкой показан временной интервал, в котором были выявлены погребенные деревья

построить 1229-летнюю хронологию вариаций ширины колец деревьев в этом временном интервале. На рис. 6а приведена указанная хронология, а на рис. 6б показано изменение температур за последние 100 000 лет по данным кернов льда из Гренландии. Как видно из рисунков, произрастание деревьев происходило в достаточно теплый временной интервал. Поэтому можно ожидать, что климатические периодичности будут близки к наблюдаемым в настоящее время. На рис. 7а представлены результаты проведенного авторами [Roig et al., 2001] спектрального анализа рассматриваемой хронологии. Эти результаты свидетельствуют о климатических периодичностях порядка 200, 80–90, 23–24, 17–18, и 9 лет, т. е. периодичностях, соответствующих солнечным циклам де Фриза, Глайсберга и Хейла, а также лунной цикличности. Цикл порядка 9 лет связан, по-видимому, с внутренними процессами в системе атмосфера–океан. В настоящее время эта периодичность связывается с цикличностью циклоногенеза. В рассматриваемом спектре просматриваются также пики около 46 (вторая гармоника цикла Глайсберга) и 35 лет (цикл Брюкнера), но они имеют не столь высокую достоверность. Наибольшую амплитуду в спектре имеет ~ 200-летняя составляющая.

Важно подчеркнуть, что для временного интервала от 25 до 50 тыс. лет назад имеются уникальные данные о вариациях содержания космогенного изотопа  $^{10}\text{Be}$  в ледовом керне из Гренландии, характеризующие вариации потоков космических лучей и, следовательно, вариации солнечной активности. Эти данные свидетельствуют об устойчивом существовании ~ 200-летней цикличности в названном временном интервале (рис. 7б) [Wagner et al., 2001], т. е. в период произрастания анализируемых деревьев. Как видим из рис. 7а квазидвухсотлетняя периодичность СА нашла свое отражение в периодичности радиального прироста деревьев *Fitzroya cupressoides*. Отметим также, что в работе [Roig et al., 2001] проанализирована периодичность радиального прироста *Fitzroya cupressoides* в последние столетия. Авторы отмечают, что климатические периодичности 50 000 лет назад и в настоящее время имеют сходный характер.

В 1925 г. в северной части Канадской провинции Британская Колумбия при проходке дорожного туннеля во льду (ледник Tarr Inlet, 59.5° с. ш., 135° з. д.)

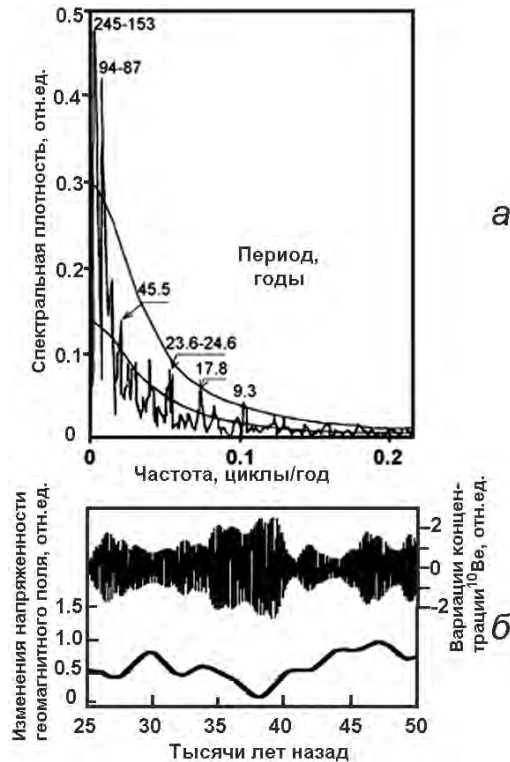


Рис. 7. Результаты спектрального анализа вариаций ширины колец погребенных 50 000 лет назад деревьев в Чили (а); вариации содержания во льду Гренландии космогенного изотопа  $^{10}\text{Be}$ , характеризующего вариации солнечной активности для двухсотлетнего солнечного цикла во временном интервале 5–25 тыс. лет назад (б). В нижней части рисунка приведены изменения величины геомагнитного поля, которые модулируют амплитуду двухсотлетних вариаций  $^{10}\text{Be}$

были обнаружены погребенные деревья (ель Ситка). Оценка их возраста показала, что они были погребены около 300 000 лет назад и их произрастание происходило в предледниковый период [De Lury, 1927]. Были сделаны 2 среза дерева. Их размеры оказались около 18 см × 14.5 см. Срезы содержали 170 годичных колец дерева. Было проведено измерение ширины колец дерева для одного среза по двум направлениям, а для другого — по трем направлениям. Эти измерения позволили выявить четкую периодичность радиального прироста деревьев в 11–12 лет, которую исследователи отождествляют с воздействием 11-летнего солнечного цикла, что подтверждается результатами корреляции осредненных данных по вариациям солнечной активности (число солнечных пятен в цикле за временной интервал с 1755 по 1923 гг.) и вариаций радиального прироста ели.

#### 4. Климатические индикаторы вариаций солнечной активности во временном интервале 5–20 млн лет назад

На рис. 8 показана обобщенная картина изменения глобальных температур за временной интервал от так называемой К–Т границы (66 млн лет) до настоящего времени (R. A. Rohde: <http://www.globalwarmingart.com/>). Как видно из ри-



Рис. 8. Изменения температуры на Земле, начиная с временного интервала К–Т границы между меловым и кайнозойским периодами (66 млн лет назад)

сунка, в обсуждаемом временном интервале (5–20 млн лет назад), который совпадает с эпохой Миоцена, температура на несколько градусов превышала современную (Crowly, North, 1991), что способствовало продвижению лесной растительности в высокие широты. Такие климатические изменения сопровождались усилением осадков в ряде регионов, что могло приводить к формированию годичных слоев озерных осадков (ленточные глины) и морских осадков. В среднем Миоцене конфигурация континентов была близкой к современной, однако Азия и Северная Америка еще не были разъединены. Поэтому структура океанической циркуляции была иной, чем в настоящее время, что должно было оказывать воздействие и на вариабельность внутриаомосферной циркуляции.

Шанк [Shunk et al., 2009] исследовал вариабельность климата 5–7 млн лет назад на основе анализа изменения годовых толщин ленточных глин и ширины колец содержащих в них древесных остатков в Grey Fossil Site (Теннесси, США). На рис. 9а показано местоположение места сбора образцов. Данные по вариациям толщин ленточных глин и ширины колец погребенных в них деревьев были подвергнуты быстрому Фурье анализу (FFT). Результаты этого анализа представлены на рис. 9б. Построенные спектры содержат периодичности в 24 и 12 лет в ленточных глинах и 23 года в кольцах дерева, которые можно отождествить с воздействием на климатические параметры солнечных Хейла и Швабе циклов соответственно. В спектрах содержатся и периодичности в 4–5 лет, которые обусловлены, по-видимому, внутриаомосферными процессами.

В Музее естественной истории в Вашингтоне (США) экспонируется срез окаменевшего дерева — ели Дугласа. Возраст представленного образца датируется 12 млн лет. Окаменевшее дерево было найдено в штате Вашингтон, США (47° с. ш., 120° з. д.). Так как глобальная температура в рассматриваемый временной интервал была на несколько градусов выше современной, то на широтах штата Вашингтон (северо-запад США), где было найдено окаменевшее дерево, интенсивность произрастания растительности могла значительно превышать современную.

На рис. 10а показан срез окаменевшей ели Дугласа, представленный в Музее в Вашингтоне и сфотографированном О. М. Распоповым [Распопов и др., 2010]. На срезе четко прослеживаются годичные кольца дерева, что позволило провести их измерение практически от центра до края дерева. При обработке удалось измерить около 150 колец. Вариации ширины колец ели Дугласа показаны на рис. 10б. Нужно обратить внимание на необычную особенность в радиальном приросте дерева. В начале роста дерева средняя ширина колец увеличивается, что напрямую указывает

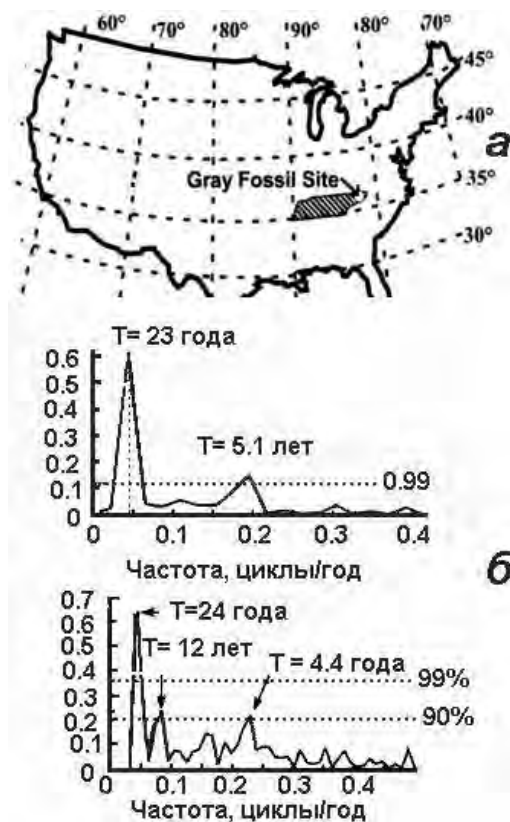


Рис. 9. Места сбора образцов ленточных глин и окаменевших деревьев в Grey Fossil Site (США), имеющие возраст 5–7 млн лет (а); результаты спектрального анализа вариаций ширины колец окаменевшего дерева и толщины годичных слоев ленточных глин в Grey Fossil Site (б)

на резкое улучшение для дерева климатических условий в течение примерно 50 лет, и только затем началось уменьшение ширины колец. Примерно через 50 лет радиальный прирост стабилизировался. Это вновь может указывать на климатические изменения и ухудшение условий произрастания. Показанная на рис. 10б осредненная огибающая вариаций радиального прироста дерева охватывает временной интервал  $\sim 100$ – $120$  лет, характеризующий возможную периодичность климатических изменений. Это может соответствовать циклу Глайсберга СА.

Кривая вариаций ширины колец ели Дугласа была подвергнута вейвлет и спектральному анализу. Результаты вейвлет анализа (базис Морле) представлены на рис. 10в. На рис. 10г приведена периодограмма, построенная модифицированным методом спектрального анализа, используемого для выявления скрытых периодичностей, развитым Дмитриевым и др. [Дмитриев и др., 2006]. Кратко суть этого метода состоит в следующем (более подробно см. работу [Распопов и др., 2013]). Во-первых, выборочная оценка нормированной спектральной плотности [Дженкинс, Ватт, 1972] для исходных временных рядов вычислялась в зависимости не от частоты, а от пробного периода, что обуславливается самой постановкой задачи о выявлении скрытой периодичности в исходных данных [Серебренников, Первозванский, 1965]. В основе этой задачи лежит предположение, что исходный временной ряд состоит из двух

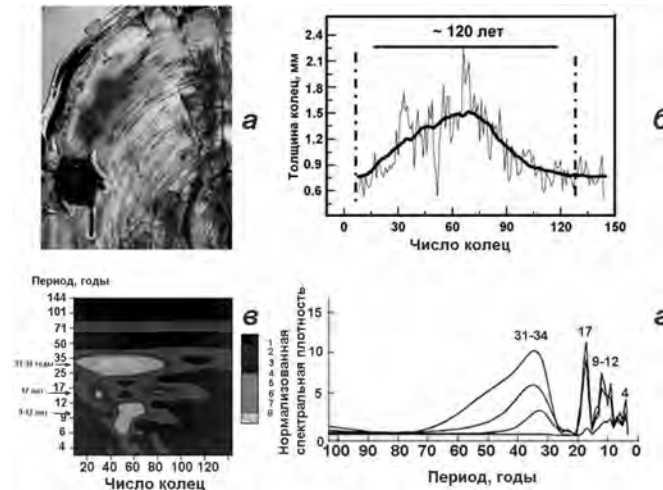


Рис. 10. Срез окаменевшей ели Дугласа (возраст 12 млн лет) (а); вариации ширины колец ели Дугласа (б); результаты вейвлет анализа (базис Морле) (в) и результаты спектрального анализа (метод [Дмитриев и др., 2006]) вариаций ширины колец ели Дугласа (г)

составляющих: полигармонической, с конечным числом гармоник, имеющих различные амплитуды и периоды, и «помехи», причем к последней относят как случайный, так и любой другой детерминированный сигнал, но не содержащий гармоник первой полигармонической составляющей. Причем поиск числа и значений скрытых периодов гармоник полигармонической части в исходном сигнале организовывался при помощи так называемого пробного периода, значения которого перебираются из диапазона возможных значений, определяемого заданными физическими условиями изучаемого явления.

Далее, во-вторых, исходные ряды подвергались предварительной высокочастотной фильтрации [Alavi, Jenkins, 1965] с заранее заданной частотой «среза» фильтра на половине мощности сигнала, которой во временной области соответствует величина «разделительного» периода  $T_{\phi}$ . Фильтрация исходных данных осуществлялась с целью устранения в них тренда и более мощных низкочастотных компонентов. В-третьих, затем для каждого отфильтрованного со своим конкретным значением параметра  $T_{\phi}$  высокочастотного компонента (ВЧК) снова вычислялась оценка нормированной спектральной плотности от периода и, наконец, в-четвертых, все эти оценки, вычисленные для различных значений параметра  $T_{\phi}$ , накладывались друг на друга на одном и том же поле графика, образуя *комбинированную спектральную периодограмму* (КСП). Такая модификация общепринятого метода спектрального анализа позволяет исследовать стабильность положения выявленного периода на периодограмме. Это происходит за счет устранения из исходного сигнала тренда и более мощных долгопериодических составляющих, которые дают основной вклад в дисперсию сигнала.

Как видно из рис. 10, в обоих видах анализа выявляются периодичности около 31–34, 17, 9–12 и 4 лет. Отметим, что спектральный анализ на основе метода Фурье также выявил эти периодичности. Таким образом, во временном интервале около 12 млн лет тому назад выявляется цикличность Брюкнера (~ 31–34 года), лунная цикличность (~ 17 лет), а также периодичности, соответствующие солнечным циклам Швабе (~ 11 лет) и Глайсберга (~ 100 лет).

В работе [Kern et al., 2012] проанализированы палеоклиматические данные, имеющие возраст 10.5 млн лет. В качестве данных использовались результаты анализа 6-метрового керна, извлеченного из осадков палеоозера Паннон, Австрия (Paleo-Lake Rappn 48° с. ш., 16,3° в. д.). Скорость осадкообразования в палеоозере была оценена в 0.65 мм в год, что позволило считать, что керн охватывает временной интервал  $\sim 9200$  лет. Весь керн был разбит на сантиметровые отрезки. Для каждого из них были определены интенсивность гамма-излучения, величина магнитной восприимчивости и содержание раковин остракодов. Затем эти данные, которые характеризуют, по существу, изменения окружающей среды и климата, были подвергнуты спектральному и вейвлет анализу. Так как временной интервал, охватываемый керном из палеоозера, примерно равен продолжительности голоцена, т. е. последним 10 000 лет, то можно было сопоставить результаты спектрального анализа рассматриваемых данных и спектрального анализа вариаций солнечной активности ( $\Delta^{14}\text{C}$ ). Результаты этого сопоставления представлены на рис. 11. На периодограммах в обоих случаях проявляются периодичности, соответствующие солнечным циклам Глайсберга (60–120 лет), де Фриза ( $\sim 200$  лет) и Холлстатта (2200–2300 лет). Отличительной особенностью спектров является периодичность примерно в 350 лет, которая присутствует только в солнечных данных и периодичность около 1400–1600 лет, которая проявляется только в данных керна и, по-видимому, не связана с солнечным воздействием. Отметим, что периодичность в 1500 лет была также выявлена в современных донных осадках в Северной Атлантике [Bond et al., 2001].

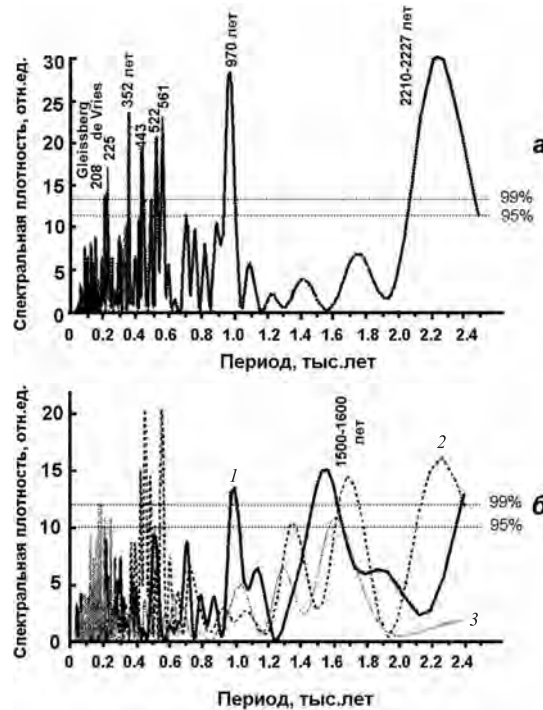


Рис. 11. Результаты спектрального анализа вариаций солнечной активности ( $\Delta^{14}\text{C}$ ) за временной интервал голоцена (10 000 лет) (а); результаты спектрального анализа вариаций палеоданных донных осадков палеоозера Паннон, имеющих возраст 10.5 млн лет: 1 — содержание ракушек остракодов, 2 — магнитная восприимчивость, 3 — естественное гамма-излучение



Периодичность около 200 лет была выявлена и при анализе вариаций ширины колец окаменевшего хвойного дерева (*Taxodioxylon gypseum*), извлеченного из угольной шахты в Силезии (Германия) [Kurths et al., 1993]. Возраст этого дерева оценивается в 15–20 млн лет. Размеры ствола этого дерева впечатляют — его диаметр оказался равным 3.5 м. Как следует из рис. 8, климат 15–20 млн лет назад был значительно теплее современного и в районе Силезии среднегодовая температура была около 20–23 °С, а количество осадков достигало 2000 мм в год. То есть в месте выемки дерева климат был субтропическим. На разрезе дерева удалось выделить 1575 колец. Данные о вариациях ширины колец деревьев были подвергнуты спектральному анализу двумя методами: быстрое преобразование Фурье (Fast Fournie Transform spectrum — FFT) и метод максимума энтропии (Maximum Entropy Method — MEM) [Haykin, 1983]. На рис. 12а показаны осредненные по пятилетним интервалам вариации ширины колец рассматриваемого дерева, а на рис. 12б — результаты FFT анализа вариаций ширины колец дерева. На рисунке указаны периоды наиболее интенсивных спектральных пиков: 16.9, 12.7 и 5.6 лет. В низкочастотной части спектра выявляются также пики с периодами 49, 150 и 220 лет. На рис. 12в, г приведены результаты MEM анализа вариаций ширины колец дерева: на рис. 12в — результаты анализа данных, осредненных по 5-летним интервалам, а на рис. 12г — результаты анализа данных без их осреднения. Также, как в случае FFT анализа, проявляются пики около 220, 150 и 50 лет, а также около 17 и 12.6 и 5.6 лет. Дополнительно появляется пик около 7.2 лет.

Таким образом, анализ вариаций ширины колец погребенного хвойного дерева *Taxodioxylon gypseum*, произраставшего 15–20 млн лет назад, позволил выявить периодичности, которые можно интерпретировать как воздействие солнечных циклов Зюсса–де Фриза (~ 220 лет) и Швабе (12.6 лет), а также лунной периодичности (17.1 лет). Периодичности около 5.6 и 7.2 лет, по-видимому, связаны с внутренними процессами в атмосфере. Происхождение цикличностей в 50 и 150 лет, возможно,

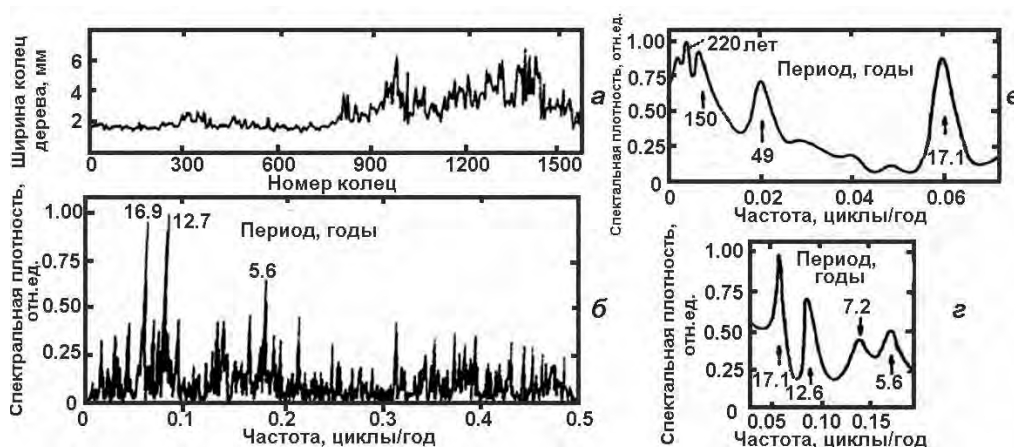


Рис. 12. Осредненные по пятилетним интервалам вариации ширины колец окаменевшего дерева, извлеченного из угольной шахты в Силезии (Германия) (а); результаты спектрального анализа древесной хронологии методом FFT, возраст дерева — 15–20 млн лет (б). Результаты спектрального анализа методом максимума энтропии (Maximum Entropy Method) вариаций ширины колец окаменевшего дерева, извлеченного из угольной шахты в Силезии (Германия): результаты анализа осредненных по 5-летним интервалам вариаций ширины колец дерева (в), и результаты анализа исходных данных без их осреднения (г)

связано с генерацией комбинационных частот наиболее интенсивных спектральных пиков. Так [Kurths et al., 1993] обращает внимание, что период в 50 лет может быть комбинационной частотой 12 и 17-летних циклов:  $1/12.6 - 1/17.1 = 1/47.9$ .

## 5. Климатические индикаторы вариаций солнечной активности во временном интервале 45–70 млн лет назад

Для анализа климатической вариабельности 45–70 млн лет назад были использованы данные о вариациях ширины двух окаменевших деревьев. Одно из них — окаменевший кипарис, произраставший в Северной Америке на современной территории провинции Альберта (Канада) ([http://www.technology.gov.ab.ca/en/student\\_projects\\_265.cfm](http://www.technology.gov.ab.ca/en/student_projects_265.cfm)) (рис. 13а). Окаменевший кипарис был поднят из угольной шахты, расположенной вблизи от электростанции Батл Ривер в восточной части провинции Альберта (53° с. ш., 114° з. д.). Возраст кипариса датируется поздним меловым периодом (70–68 млн лет). Второй образец каменного дерева был сфотографирован одним из авторов статьи О. М. Распоповым в музее заповедника “The Petrified Forest” (Окаменевший лес), расположенного в Калифорнии (США) ([www.petrifiedforest.org](http://www.petrifiedforest.org)) (рис. 13б). По информации менеджера заповедника доцента Давида Строка (David Strock) этот образец имеет возраст около 45 млн лет и привезен из района Орегон/Невада (США) (~ 42° с. ш., ~ 118° з. д.), т. е. из района, расположенного примерно на той же долготе, что и первый образец, но на 1000 км южнее.



Рис. 13. Вид окаменевшего кипариса, поднятого из угольной шахты, расположенной в восточной части провинции Альберта (Канада) (53° с. ш., 114° з. д.) (а); образец среза хвойного дерева, представленного в музее заповедника “The Petrified Forest” (Окаменевший лес), в Калифорнии (США) (б)

Первое из деревьев произрастало во временном интервале, примыкающем к интервалу границы мелового периода и палеоцена: 66 млн лет назад (К–Т граница), когда происходили драматические события в истории Земли, сопровождавшиеся повсеместно гибелью значительного в процентном отношении состава животного и растительного мира, включая динозавров [Ясаматов, 1985; Короновский и др., 2006; Russell, 1979; Russel, 1982; Crowley, North, 1991; Tynell, 2004]. Гибель значительной части животных и растений обычно связывают с падением на полуостров Юкатан в Мексике громадного астероида. Но могли быть и другие причины этого события, связанные с дрейфом континентов и перестройкой климатической системы в этот временной интервал, а также с усилением вулканической деятельности [Crowley, North, 1991; Keller et al., 2004].

Ранее, на рис. 8 были приведены оценки изменения температуры на Земле, начиная с временного интервала К–Т границы (66 млн лет) (R. A. Rohde <http://www.globalwarmingart.com/>). Как видно из рисунка, оба обсуждаемых де-



рева произрастали в условиях более теплого, чем в настоящее время климата: температура была примерно на 10 градусов выше современной. Что касается условий произрастания ископаемого кипариса, на это, в частности, указывает тот факт, что этого же вида кипарисы произрастают сейчас южнее на 21–23° широте: в Калифорнии и Флориде.

На рис. 14а приведено расположение континентов в конце мелового периода [Scotese, 2001]. На карте звездочкой указано местоположение региона, где был найден окаменевший кипарис. К провинции Альберта простирался вдоль Скалистых гор большой залив, что способствовало развитию теплого и влажного климата, о чем, в частности, свидетельствуют большие поперечные размеры ствола дерева. На рис. 14б приведен график вариаций ширины колец кипариса. Этот график содержит 380 колец дерева. Он был построен А. Куком (А. Cook) ([http://www.technology.gov.ab.ca/en/student\\_projects\\_265.cfm](http://www.technology.gov.ab.ca/en/student_projects_265.cfm)). Необходимо обратить внимание на необычную особенность в радиальном приросте дерева. В то время как у хвойных деревьев обычно ширина колец деревьев убывает с возрастом дерева, у обсуждаемого дерева ситуация иная: в течение первых 80–100 лет наблюдается возрастание ширины колец и только после этого происходит уменьшение ширины колец. Аномальный характер долговременных изменений ширины колец кипариса подобен картине изменений радиального прироста сосны в северной Швеции в интервале 500–2004 гг., выявленной [Grudd, 2008].

Это позволяет сделать вывод, что подобное долговременное изменение радиального прироста кипариса связано с улучшением природных условий существования дерева, т. е. с климатическими изменениями.

Представленный на рис. 14б ряд был подвергнут вейвлет анализу (базис Морле) и модифицированному методу спектрального анализа, применяемого для выявления скрытых периодичностей [Дмитриев и др., 2006]. Результаты вейвлет анализа показаны на рис. 14в. Они свидетельствуют о проявлении в спектре вариаций ширины колец кипариса периодичностей в ~ 100–120, 60, 20–22 и 9 лет. Первые из названных

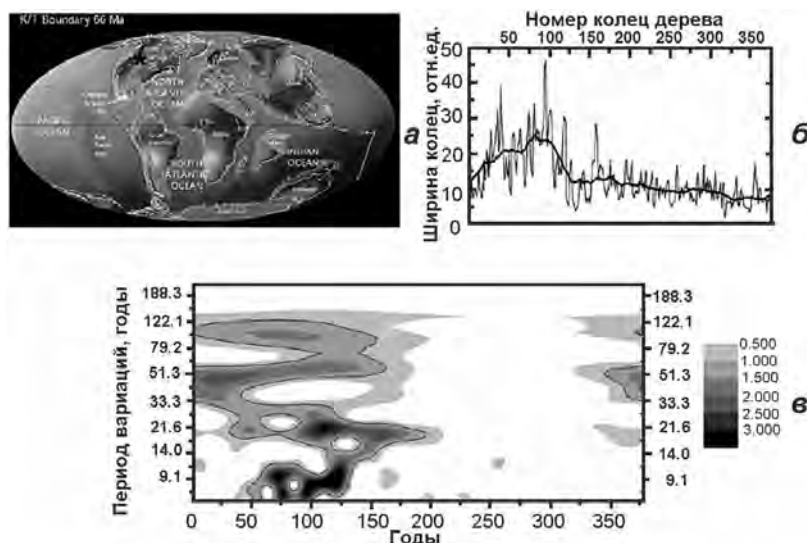


Рис. 14. Расположение континентов в конце мелового периода, звездочкой указано местоположение региона, где был найден окаменевший кипарис (а); график вариаций ширины колец кипариса (б); результаты вейвлет анализа (базис Морле) вариаций ширины колец кипариса (в)

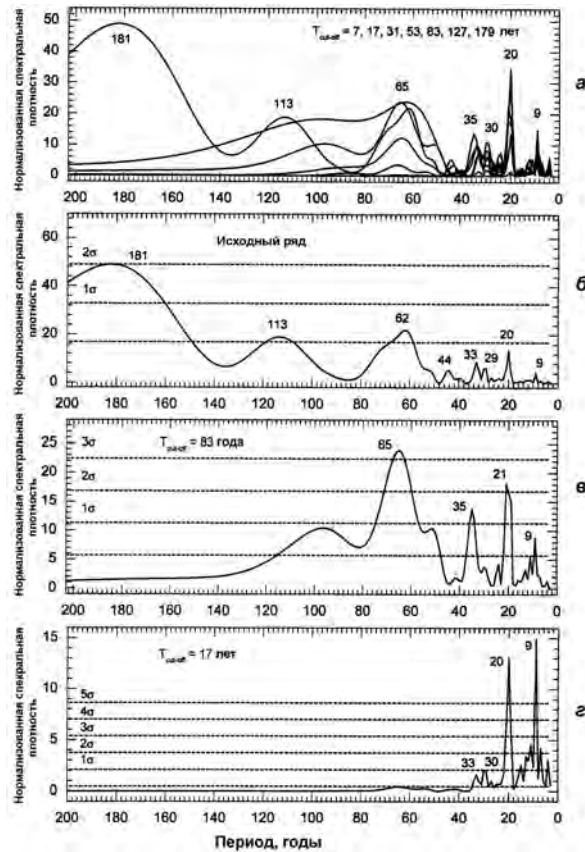


Рис. 15. Периодограмма вариаций ширины колец кипариса, построенная модифицированным методом спектрального анализа, используемого для выявления скрытых периодичностей: объединенные графики для исходных данных и для отфильтрованных кривых с  $T_{\phi} = 7, 17, 31, 53, 83, 127, 179$  лет (а), только для исходных данных (б), для отфильтрованных данных с  $T_{\phi} = 53$  и 17 лет (в, г). Горизонтальные линии показывают среднюю величину и уровень достоверности от  $1\sigma$  до  $5\sigma$

циклов соответствуют солнечным циклам Глайсберга и Хейла. Отметим, что в работе [Ogurtsov et al., 2002] было показано, что солнечная цикличность Глайсберга в современную эпоху может расщепляться в отдельные временные интервалы на две ветви: 60–70 и 100–120 лет. По-видимому, подобные процессы имели место и в прошлом.

Интерпретация 9-летнего цикла неоднозначна. Диапазон изменений периода цикла Швабе охватывает и период в 9 лет. Однако для этого нужно предположить, что высокая солнечная активность сохранялась, как следует из результатов вейвлет анализа, в течение более 50 лет. Поэтому можно предположить, что проявление 9-летнего цикла, скорее всего, связано с внутренними процессами в системе атмосфера–океан.

На рис. 15 приведена периодограмма, построенная модифицированным методом спектрального анализа, применяемым для выявления скрытых периодичностей [Дмитриев и др., 2006]. Как видно из периодограммы, представленной на рис. 15, в дополнение к вышеназванным периодичностям в спектре присутствуют периодич-

ность около 30 лет (цикл Брюкнера), а также четко выраженная квазидвухсотлетняя периодичность (солнечный цикл Зюсса–де Фриза).

На рис. 16 приведены результаты фильтрации исходной кривой вариаций ширины колец кипариса в диапазонах периодов, выявленных на периодограмме. Во всех частотных диапазонах фильтрации прослеживается модуляция амплитуды сигнала с периодом около 200 лет. Это позволяет предположить, что цикличности в диапазонах периодов 8–10, 18–22 и 28–30 испытывают воздействие более длиннопериодной цикличности СА.

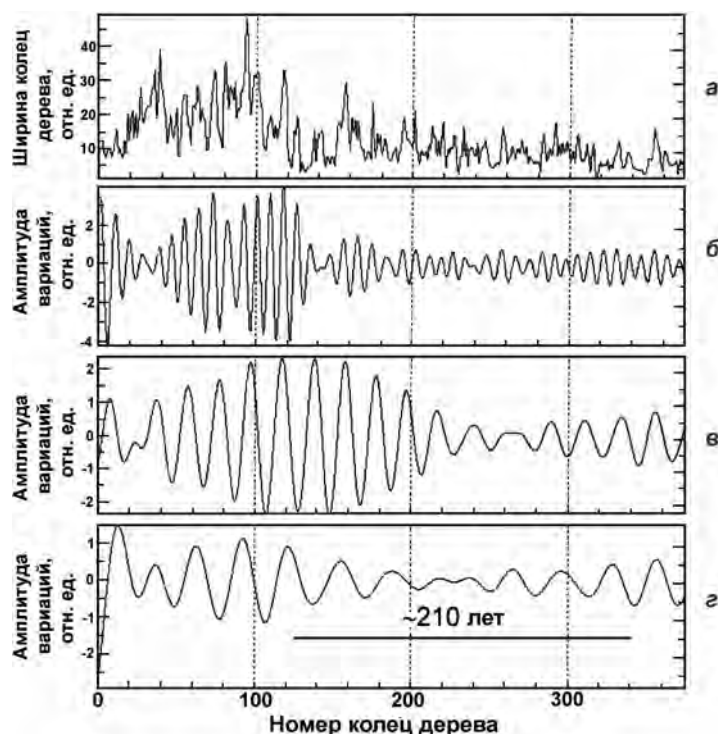


Рис. 16. Исходная кривая изменения ширины колец кипариса (а) и результаты фильтрации исходной кривой в диапазонах периодов 8–10 (б), 18–22 (в) и 28–30 (г) лет

На рис. 17а показано расположение континентов в середине эоцена (50 млн лет) [Scotese, 2001], т. е. во временном интервале произрастания хвойного дерева, разрез которого приведен на рис. 14б. На карте звездочкой указан регион, где было найдено окаменевшее дерево. Из рисунка следует, что большой залив, простиравшейся 66 млн лет назад вдоль Скалистых гор, прекратил свое существование, что способствовало уменьшению влажности климата в регионе, хотя температура Земли заметно превышала современную. На рис. 17б приведен график вариаций ширины колец дерева. Этот график содержит данные о ширине 211 колец. График построен на основе осреднения двух кривых, построенных по радиальным разрезам ствола дерева. К сожалению, из-за особенностей окаменелости дерева (рис. 13б), этот график не содержит сведений о первых годах радиального прироста дерева. Также как и в случае с рассмотренным выше кипарисом, кривая радиального прироста дерева была подвергнута вейвлет анализу (базис Морле) и спектральному анализу по выявлению скрытых периодичностей. Результаты вейвлет анализа в диапазонах

периодов 10–200 и 5–50 лет показаны на рис. 17в, г соответственно. Из рис. 17в следует, что наиболее интенсивной является периодичность порядка 110–120 лет. Рис. 17г свидетельствует о наличии периодичностей около 30, 20, 17–18, а также около 9 и 7 лет. Результаты вейвлет анализа подтверждаются результатами построения периодограммы, полученной методом выявления скрытых периодичностей (рис. 17д). Из периодограммы следует заметное увеличение спектральной плотности сигнала на периодах около 100 лет, что соответствует цикличности Глайсберга СА. Следует уделить внимание существованию в периодограмме пика с периодом около 60 лет. Ранее указывалось, что солнечный цикл Глайсберга может расщепляться на две ветви, одна из которых имеет периодичность в 60–70 лет. Значительную амплитуду в периодограмме имеет периодичность Брюкнера (32 года), а также периодичность около 22 лет, которую можно отождествить с воздействием цикла Хейла СА. В то же время, 11-летний цикл, хотя и присутствует на периодограмме, выражен очень слабо. Обращают на себя внимание в периодограмме четко проявившиеся периодичности около 17, 14, 9, 7 и 5 лет. Периодичности в 17 и 14 лет близки к представленным на рис. 2 периодичностям в 18 и 13 лет, которые проявляются в настоящее время. Ранее указывалось, что эти периодичности могут быть связаны и с внутренними процессами в системе атмосфера–океан.

В работе [Распопов и др., 2013] проанализированы результаты спектрального анализа вариаций радиального прироста хвойных деревьев в современную эпоху в северо-восточном регионе России (Республика Коми), а также вариаций температу-

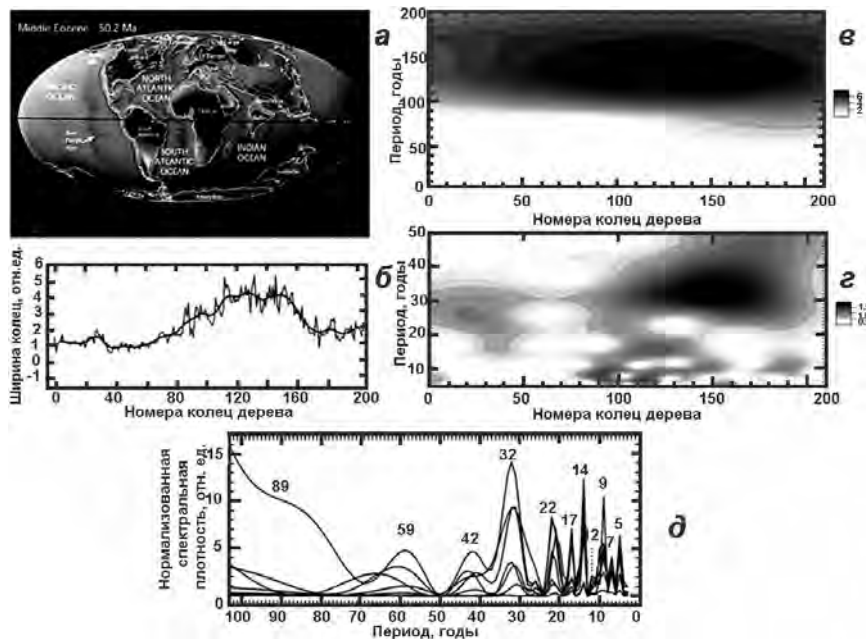


Рис. 17. Расположение континентов в середине эоцена. Звездочкой указано местоположение региона, где было найдено окаменевшее хвойное дерево (а); график вариаций ширины колец дерева (б); результаты вейвлет-анализа (базис Морле) вариаций ширины колец хвойного дерева в разных диапазонах периодов: от 10 до 200 лет (в) и от 5 до 50 лет (г); периодограмма вариаций ширины колец хвойного дерева, построенная модифицированным методом спектрального анализа, используемого для выявления скрытых периодичностей [Дмитриев и др., 2006] (д)

ры в Мурманске (Кольский полуостров) и вариаций ледового покрова в Баренцевом море. Результаты обработки названных данных свидетельствуют о климатических вариациях с периодами 5, 7–8, 9 лет, а также 13–14 и 17–19 лет. Таким образом, эти данные и результаты настоящей работы показывают, что названные периодичности проявляются как в современную эпоху, так и 45 млн лет назад, несмотря на общую климатическую разницу эпох и изменения конфигурации континентов.

## 6. Климатические индикаторы вариаций солнечной активности во временном интервале более 100 млн лет назад

На возможность использования вариаций ширины колец окаменевших деревьев для изучения климатической изменчивости обратили внимание еще в начале прошлого столетия. На рис. 18б приведены годовичные кольца ствола окаменевшего

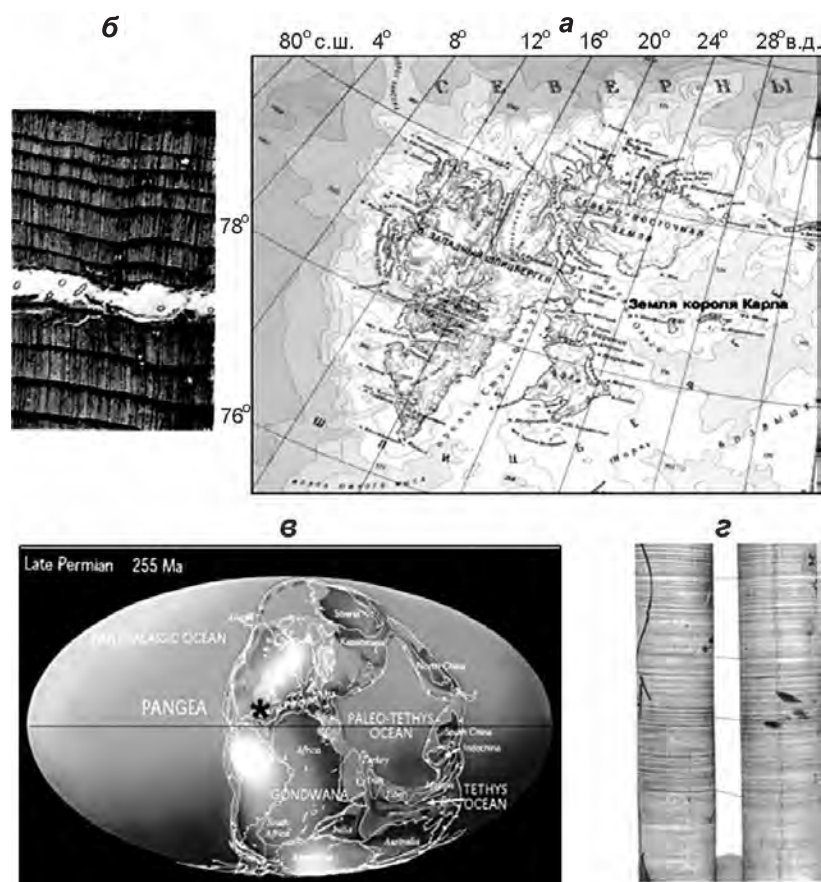


Рис. 18. Положение Земли короля Карла в архипелаге Шпицберген (а); фотография среза ствола окаменевшего хвойного дерева *Protopiceoxylon extinctum*, найденного на Земле короля Карла (78°55' с. ш., 28°10' в. д.) в 1898 г. (б); конфигурация континентов в пермский период (255 млн лет назад) (в); образцы кернов ленточных глин, образовавшихся в пермский период (западный Техас, США) (г). На карте звездочкой отмечено место отбора образцов для временного интервала пермского периода



хвойного дерева *Protopiceoxylon exstinctum*, найденного на Земле короля Карла (78°55' с. ш., 28°10' в. д.) в архипелаге Шпицберген во время полярной экспедиции под руководством А. Г. Натгорста (A. G. Nathorst) в 1898 г. [Gothan, 1912; Gothan, 1907; Schwarbach, 1950], а на рис. 18а показано местоположение Земли Короля Карла. Готан [Gothan, 1912] провел специальное исследование, чтобы удостовериться в том, что выявленные кольца окаменевшего дерева отражают именно годовичные климатические изменения. Возможно, это было первое подобное исследование на примере радиального прироста окаменевшего хвойного дерева в столь высоких широтах. Возраст приведенного на рис. 18б дерева оценивается как конец Юрского или начало мелового периодов, т. е. около 150–140 млн лет назад. В этот временной интервал климат Земли был значительно теплее современного, и в средних широтах преобладала тропическая растительность. Однако формирование годовичных колец у хвойного дерева в высоких широтах свидетельствует о том, что на этих широтах в указанный временной интервал проходили смены времен года. На рис. 18б четко прослеживается изменение ширины колец дерева. При этом число колец от меньших значений ширины до самых больших по ширине составляет 10 колец. Если полагать, что дальнейшее изменение толщины колец является периодическим, то период окажется около 20 лет, что может служить климатическим индикатором солнечного цикла Хейла в обсуждаемый временной интервал.

Бразильскими дендрохронологами проведен анализ 15 окаменевших хвойных деревьев *Gymnospermeal/araucarioxylon*, собранных в палеоботанических заповедниках Мата (Mata) (29°35' ю. ш., 54°27' з. д.) и Сан-Педру-ду-Сул (São Pedro do Sul) (29°40' ю. ш., 54°10' з. д.) в южной Бразилии. Возраст этих деревьев около 200 млн лет. Спектральный анализ вариаций ширины колец деревьев позволил с достоверностью 95% выделить периодичности в диапазонах 10–12, 20–23 и около 30 лет, которые по мнению авторов являются отражением воздействия солнечных циклов Швабе и Хейла, а также цикла Брюкнера.

Уникальными по четкости своей структуры являются ленточные глины из Permian Castle Formation, Западный Техас (США) [Dean, 2000], возраст которых составляет около 250 млн лет назад (пермский период). Обработка керна из этих ленточных глин позволила выделить участок протяженностью порядка 800 лет, на котором также реализуется погодичное временное разрешение.

На рис. 18в представлена карта конфигурации континентов в пермский период [Scotese, 2001], на которой указано местоположение отбора кернов ленточных глин, относящихся к Permian Castle Formation. В то время оно располагалось в приэкваториальных широтах, а в настоящее время — в Западном Техасе (США). На рис. 18г показаны образцы кернов ленточных глин, в которых четко прослеживается погодичная структура. На рис. 19а представлены вариации толщины рассматриваемых глин за 800-летний временной интервал. Визуально видно, что имеет место ~ 200-летняя периодичность, которая модулирует амплитуду сигналов, имеющих другую периодичность. На рис. 19б и в показаны результаты вейвлет анализа (базис Морле) вариаций годовичных слоев ленточных глин в диапазоне периодов от 50 до 300 и от 10 до 50 лет. Результаты анализа свидетельствуют о мощном сигнале с квазидвухсотлетним периодом, который можно отождествить с воздействием Зюсса–де Фриза цикличности солнечной активности на климатические параметры. Из рис. 19в следует, что ~ 200-летняя цикличность модулирует амплитуду сигналов с периодом 20–40 лет. Этот факт подтверждается результатами фильтрации исходного сигнала в диапазоне периодов 180–230 и 15–40 лет, которые представлены на рис. 19г. Таким образом, воздействие ~ 200-летней солнечной цикличности было столь велико, что оно определяло как 200-летнюю периодичность климатических процессов, так и модулировало протекание климатических процессов с другой периодичностью.

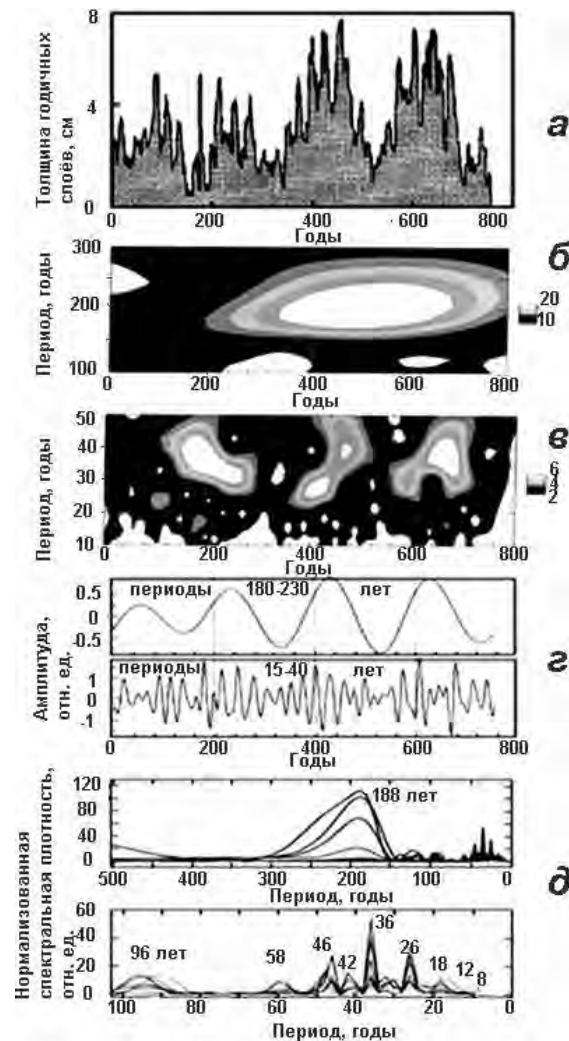


Рис. 19. Вариации годичных толщин ленточных глин пермского возраста за 800-летний временной интервал (а); результаты вейвлет анализа вариаций толщин ленточных глин в диапазоне периодов 180–230 и 15–40 лет (б, в); результаты фильтрации исходного сигнала в диапазоне периодов 180–230 и 15–40 лет (г); результаты спектрального анализа исходной кривой по методу [Дмитриев и др., 2006] (д)

Для выявления скрытых периодичностей в исходных данных вариаций годичных слоев ленточных глин был использован метод, разработанный Дмитриевым и др. [Дмитриев и др., 2006] на основе метода построения выборочной оценки нормированной спектральной плотности. Полученные периодограммы представлены на рис. 19д. Как видно из рисунка, в климатических изменениях четко прослеживаются периодичности, которые отмечаются и в настоящее время. Помимо  $\sim 200$ -летней периодичности с солнечным воздействием могут быть связаны климатические колебания с периодом 96 лет (цикл Глайсберга), 26 лет (цикл Хейла) и 12 лет (цикл Швабе). В то же время период в 18 лет может быть привязан к лунному циклу (цикл Сароса).

Цикличность около 46 лет наблюдается и в современном климате, и она может быть второй гармоникой цикла Глайсберга. Цикличность в 36 лет имеет близкую периодичность в современном климате и носит название цикла Брюкнера. В работе [Распопов и др., 2001] высказано предположение, что цикличность Брюкнера также связана с солнечным воздействием: эта периодичность близка к комбинационной частоте цикличностей Глайсберга и Хейла. Полученные в настоящей работе данные и модуляции 20–40-летних колебаний  $\sim$  200-летней солнечной цикличностью указывает в пользу этого предположения. Подчеркнем также, что полученные в настоящей работе данные указывают на то, что 250 млн лет назад отклик процессов в атмосфере на воздействие солнечной активности был более интенсивным, чем в настоящее время.

В заключение приведем таблицу палеоклиматических данных, использованных в настоящей работе для выявления и анализа присутствующих в них периодичностей.

Таблица 1  
Палеоклиматические данные, использованные для анализа периодичностей и результаты этого анализа

Номер образца	Вид данных	Возраст данных, млн лет	Место сбора данных	Выявленные периодичности (годы)
1	Ленточные глины	250	Permian Castle Formation, Техас, США	180, 85, 36, 18
2	Окаменевшее хвойное дерево	200	Штат Grande do Sol, южная Бразилия, 29° с. ш., 54° з. д.	30, 20–24, 10–12
3	Окаменевшее хвойное дерево	150–140	Земля короля Карла в арх. Шпицберген 58° с. ш., 28° в. д.	22
4	Окаменевший кипарис	70–68	Провинция Альберта, Канада 53° с. ш., 114° з. д.	200, 100–120, 60, 30, 20–22
5	Окаменевшее хвойное дерево	45	Район Орегон/Невада, США 42° с. ш., 118° з. д.	110–120, 60, 30, 20, 17–18
6	Окаменевшее хвойное дерево	15–20	Силезия, Германия	220, 150, 50, 17, 12.5
7	Окаменевшее хвойное дерево	12	Штат Вашингтон, США 47° с. ш., 120° з. д.	110–120, 31–34, 17, 9–12
8	Ленточные глины	10.5	Палеозеро Раппомон, Австрия 48° с. ш., 16° в. д.	200, 60–120
9	Ленточные глины и погребенное в них дерево	5–7	Штат Теннесси, США Grey Fossil Site	24, 12
10	Окаменевшее хвойное дерево	0.3	Британская Колумбия, Канада 59° с. ш., 135° з. д.	11–12
11	Погребенные деревья	0.05	Чили, средние широты	200, 80–90, 23–24, 17–18, 9



В таблице указаны вид данных, место их сбора, возраст данных и выявленные в них периодичности в результате использования различных методов спектрального и вейвлет анализа.

Результаты выявления периодичностей в палеоклиматических данных высокого временного разрешения, которые приведены в таблице, свидетельствуют о том, что спектр палеоклиматических вариаций представляет собой набор частот, которые могут быть отождествлены с периодичностями солнечной активности, а также с периодичностью Брюкнера (около 30 лет) и лунной периодичностью Сароса (17–18 лет). Напомним, что период солнечных цикличностей не остается постоянным во времени и может меняться в достаточно широких пределах. Таким образом, периодичность в 180 лет — образец 1 (250 млн лет), в 200 лет — образец 4 (70–68 млн лет) и образец 11 (50000 лет), в 220 лет — образец 6, можно отождествить с воздействием ~ 200-летнего цикла Зюсса–де Фриза (Suess–de Vries). В образцах 4, 5, 7, 8 и 11 прослеживаются периодичности в 100–110–120 и 60 лет, которые могут быть отражением воздействия на климат векового солнечного цикла Глайсберга (Gleissberg). Солнечный цикл Хейла (Hale) находит свое отражение в образцах 2–5, 9 и 11, а цикл Швабе (Schwabe) — в образцах 2, 3, 6, 7, 9 и 10.

Таким образом, проявление периодичностей, соответствующих всем основным циклам солнечной активности прослеживается во всем рассмотренном временном интервале от 250 млн до 50 тыс. лет вне зависимости от изменения конфигурации континентов в этом интервале. Кроме того, в ряде образцов нашли свое отражение периодичность Брюкнера (образцы 2, 4, 5, 7) и лунный цикл Сароса (образцы 1, 5, 6, 7 и 11).

## 7. Заключение

Впервые для временного интервала от 250 млн до 50 тыс. лет проведен анализ палеоклиматических данных высокого разрешения и обобщены данные литературных источников по наблюдаемым климатическим периодичностям в названном временном интервале. Показано, что выявленные периодичности могут быть связаны с воздействием фундаментальных цикличностей солнечной активности, которые находят свое развитие и в настоящее время: циклы Зюсса–де Фриза (Suess–de Vries), Глайсберга (Gleissberg), Хейла (Hale) и Швабе (Schwabe). Таким образом, продемонстрировано, что климатические индикаторы могут дать информацию о цикличности солнечной активности до сотен миллионов лет назад.

Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что фундаментальные периодичности солнечной активности сохраняли свои значения в течение сотен миллионов лет. Наиболее мощным солнечным циклом, оказывавшим воздействие на климат в прошлом является ~ 200-летний цикл Зюсса–де Фриза (Suess–de Vries).

Работа выполнена при поддержке Программы № 22 фундаментальных исследований Президиума РАН: «Фундаментальные проблемы исследований и освоения Солнечной системы». Авторы благодарят сотрудников СПбФ ИЗМИРАН Л. А. Баткову и Е. Э. Благовещенскую за помощь в обработке материалов.

## Список литературы

- [Васильев и др., 2004] *Васильев С.С., Дергачев В.А., Распопов О.М.* Реконструкция температуры Гренландии за последнее тысячелетие, солнечная активность и Северо-Атлантические осцилляции // *Геомagnetизм и аэрономия*. 2004. Т. 44. №:1. С. 123–128.

- [Дергачев, 2006] *Дергачев В.А.* Воздействие солнечной активности на климат // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. №:10. С. 1544–1548.
- [Дергачев, 1996] *Дергачев В.А.* Концентрация космогенного радиоуглерода в земной атмосфере и солнечная активность в течение последних тысячелетий // Геомагнетизм и аэрономия. 1996. Т. 36. №:2. С. 49–60.
- [Дергачев, Распопов, 2008] *Дергачев В.А., Распопов О.М.* Долговременная солнечная активность — контролирующий фактор глобального потепления 20-го века // Солнечно-земная физика. 2008. Т. 2. С. 272–275.
- [Дергачев и др., 2007] *Дергачев В.А., Картавых Ю.Ю., Огурцов М.Г., Распопов О.М.* Дендроиндикация воздействия солнечной активности на климат в последнем тысячелетии // Изв. РАН. Сер. географич. 2007. № 3. (май–июнь). С. 107–114.
- [Дергачев, Чистяков, 1993] *Дергачев В.А., Чистяков В.Ф.* 210- и 2400-летние солнечные циклы и колебания климата // Солнечный цикл. СПб: ФТИ, 1993. С. 112–130.
- [Дженкинс, Ватт, 1972] *Дженкинс Г., Ватт Д.* Спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1972. 288 с.
- [Дмитриев и др., 2006] *Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П. и др.* Особенности рентгеновского излучения солнечных вспышек, зарегистрированных спектрометром «ИРИС» во время полета станции «КОРОНАС-Ф» // Астрономический вестник. 2006. Т. 40. С. 160–170.
- [Короновский и др., 2006] *Короновский Н.В., Хаин В.Е., Ясаматов Н.А.* Историческая геология. М.: Академия, 2006. 464 с.
- [Костин, 1965] *Костин С.Н.* Связь колебаний прироста деревьев с солнечной активностью // Лесн. хозяйство. 1965. № 4. С. 12–14.
- [Ловелиус, 1979] *Ловелиус Н.В.* Изменчивость прироста деревьев. Дендроиндикация природных процессов и антропогенных воздействий. Л.: Наука, 1979. 230 с.
- [Мазепа, 1986] *Мазепа В.С.* Использование спектрального представления и линейной фильтрации стационарных последовательностей при анализе цикличности в дендрохронологических рядах // Дендрохронология и дендроклиматология. Новосибирск: Наука, 1986. С. 49–68.
- [Распопов и др., 2001] *Распопов О.М., Шумилов О.И., Касаткина Е.А. и др.* Нелинейный характер воздействия солнечной активности на климатические процессы // Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т. 41. №:4. С. 407–412.
- [Распопов и др., 2005] *Распопов О.М., Дергачев В.А., Колстрём Т.* Вариации космических лучей и климатические изменения в высоких широтах в последние 500 лет // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. С. 893–895.
- [Располпов и др., 2009] *Распопов О.М., Дергачев В.А., Козырава О.В. и др.* География квазидвухсотлетней климатической периодичности и долговременные вариации солнечной активности // Изв. РАН. Сер. географич. 2009. № 2. С. 17–27.
- [Распопов и др., 2010] *Распопов О.М., Дергачев В.А., Колстрём Т., Юнгнер Х.* Солнечная активность и климатическая вариабельность во временном интервале от 10 до 250 миллионов лет назад // Геомагнетизм и аэрономия. 2010. Т. 50. С. 1–12.
- [Распопов и др., 2013] *Распопов О.М., Лопатин Е.В., Колстрём Т. и др.* Пространственная структура периодичности радиального прироста хвойных деревьев на территории Республики Коми // Физические процессы и биосфера. 2013. Т. 12. С. 43–60.
- [Серебренников, Первозванский, 1965] *Серебренников М.Г., Первозванский А.А.* Выявление скрытых периодичностей. М.: Наука. 1965. 244 с.
- [Шиятов, 1962] *Шиятов С.Г.* Верхняя граница леса на Полярном Урале и ее динамика в связи с изменением климата // Доклады Первой научной конф. молодых специалистов-биологов. Свердловск. 1962. С. 37–48.
- [Шиятов, 1975] *Шиятов С.Г.* Сверхвековой цикл в колебаниях индекса прироста лиственницы (*Larix sibirica*) на полярной границе лемма // Биоэкологические основы дендрохронологии. Вильнюс–Ленинград, 1975. С. 47–53.
- [Ясаматов, 1985] *Ясаматов Н.А.* Древние климаты Земли. Л.: Гидрометеиздат. 1985. 295 с.

- [Alavi, Jenkins, 1965] *Alavi A.S., Jenkins G.M.* An example of digital filtering // *Appl. Statist.* 1965. V. 14. P. 70–74.
- [Bond et al., 2001] *Bond G., Kromer B., Beer J. et al.* Persistent solar influence on North Atlantic climate during the Holocene // *Science.* 2001. V. 294. P. 2130–2135.
- [Cook et al., 1997] *Cook E.R., Meko D.M., Stockton C.W.* A new assessment of possible solar and lunar forcing of the bidecadal drought rhythm in the western United States // *J. Climate.* 1997. V. 10. P. 1343–1356.
- [Crowley, North, 1991] *Crowley T.J., North G.R.* *Paleoclimatology.* N.Y.: Oxford Univ. Press, 1991. 349 p.
- [Currie, 1993] *Currie R.G.* Lunar-solar 18.6- and solar 10-11-year signals in USA air temperature record. // *Int. J. Of Climatology.* 1993. V. 13. P. 31–50.
- [Dean, 2000] *Dean W.E.* The Sun and climate // USGS Fact Sheet, FS-095-00. 2000. P. 1-5.
- [De Lury, 1927] *De Lury R.E.* The eleven year period in sunspots apparently reflected in the annual growth a preglacial spruce // *J. Royal Astronom. Soc. Canada.* 1927. V. 21. P. 274–276.
- [Douglass, 1919, 1928, 1936] *Douglass A.E.* Climatic cycles and tree growth: A study of the annual rings of trees in relation to climate and solar activity // Washington: Carnegie Inst. V. 1. 1919. 127 p.; V. 2. 1928. 166 p.; V. 3. 1936. 171 p.
- [Gothan, 1912] *Gothan W.* Die Frage der Klimadifferenzierung im Jura und der Kreideformation im Lichte paläobotanischer Tatsachen. // *Jarbuch der Koniglich Preufsischen Geologischen Landesanstalt zu Berlin für das Jahr 1908.* Band XXIX, Teil II. Berlin, 1912. P. 220–242.
- [Gothan, 1907] *Gothan W.* Die fossilen Hölzer von König Karls Land. // *Kungliga Svenska Vetenskapsakademiens Handlingar.* 1907. Band 42. No. 10. Uppsala & Stockholm. P. 1–44.
- [Grudd, 2008] *Grudd H.* Torneträsk tree-ring width and density AD 500–2004: a test of climate sensitivity and a new 1500-year reconstruction of north Fennoscandian summers // *Climate Dynamics.* 2008. V. 31. P. 843–857.
- [Haykin, 1983] *Haykin S.* *Nonlinear methods of spectral analysis.* Springer Verlag. Berlin. 1983.
- [Hoyt, Schatten, 1997] *Hoyt D.V., Schatten R.H.* The role of the Sun in climate change. Oxford Univ. Press, 1997. 279 p.
- [Keller et al., 2004] *Keller G., Adatte T., Stinnesbeck W. et al.* More evidence that the Chicxulub impact predates the K/T mass extinction // *Meteoritics & Planetary Science.* 2004. V. 39. P. 1127–1144.
- [Kern et al., 2012] *Kern A.K., Harzhauser M., Piller W.F. et al.* Strong evidence for the influence of solar cycle on a Late Miocene lake system revealed by biotic and abiotic proxies // *Paleogeography, Paleoclimatology, Paleoecology.* 2012. V. 329. P. 124–136.
- [Kurths et al., 1993] *Kurths J., Spiering Ch., Müller-Stolt W., Strieger U.* Search for solar periodicities in Miocene tree-ring width // *Terra Nova.* 1993. V. 5. P. 359–363.
- [Neff et al., 2001] *Neff U., Burns S.J., Mangini A. et al.* Strong coherence between solar variability and the monsoon in Oman between 9 and 6 kyr ago // *Nature.* 2001. V. 411. P. 290–293.
- [Olsen, 2007] *Olsen J.* Stable isotope mass spectrometry and AMS dating applied to a multi-proxy climate record from the Bliden Lake, Denmark. *Ph.d. thesis,* University of Aarhus, Department of Physics and Astronomy AMS <sup>14</sup>C Dating Centre, Ny Munkegade, bld 1520, DK-8000 Aarhus C. 2007.
- [Ogurtsov et al., 2002] *Ogurtsov M.G., Kocharov G.E., Lindholm M. et al.* Evidence of solar variations in tree-ring based climate reconstruction // *Solar Physics.* 2002. V. 205. P. 403–417.
- [Ogurtsov et al., 2008] *Ogurtsov M.G., Raspopov O.M., Helama S. et al.* Climate variability along a north-south transect of Finland over the last 500 years: Signature of solar influence or internal climate oscillations? // *Geogr. Ann.* 2008. V. 90A. P. 141–150.
- [Peristykh, Damon, 1998] *Peristykh A.N., Damon P.E.* Modulation of atmospheric <sup>14</sup>C concentration by the solar wind and irradiance components of the Hale and Schwabe solar cycles // *Solar Phys.* 1998. V. 177. P. 343–355.

- [Raspopov et al., 2004] *Raspopov O.M., Dergachev V.A., Kolstrom T.* Periodicity of climate conditions and solar variability derived from dendrochronological and other palaeo climatic data in high latitudes // *Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology*. 2004. V. 208. P. 127–139.
- [Raspopov et al., 2004a] *Raspopov O.M., Dergachev V.A., Kolström T.* Hale cyclicity of solar activity and its relation to climate variability // *Solar Phys.* 2004. V. 224. P. 455–463.
- [Raspopov et al., 2007] *Raspopov O.M., Dergachev V.A., Kuzmin A.V. et al.* Regional tropospheric responses to long-term solar activity variations // *Adv. Space Res.* 2007. V. 40. P. 1167–1172
- [Raspopov et al., 2008] *Raspopov O.M., Dergachev V.A., Esper J.* The influence of the de Vries (~ 200-year) solar cycle on climate variability: Result from the Central Asian Mountains and their global link // *Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology*. 2008. V. 259. P. 6–10.
- [Raspopov et al., 2011] *Raspopov O.M., Dergachev V.A., Ogurtsov M.G. et al.* Variation of climate parameters at time intervals from hundreds to tens of millions of years in the past and its relation to solar activity // *J. Atmospheric Solar-Terrestrial Phys.* 2011. P. 388–399.
- [Roig et al., 2001] *Roig F.A., Le Quesne C., Boninsegna J.A. et al.* Climate variability 50.000 years ago in mid-latitude Chile as reconstructed from tree rings // *Nature*. 2001. V. 410. P. 567–570.
- [Russell, 1979] *Russell D.A.* The enigma of the extinction of the dinosaurs // *Ann. Rev. Earth Plan. Sci.* 1979. V. 7. P. 163–182.
- [Russel, 1982] *Russel D.A.* The mass extinctions of the Late Mesozoic // *Sci. Am.* 1982. V. 246. P. 48–55.
- [Schwarbach, 1950] *Schwarbach M.* Das Klima der Vorzeit. Stuttgart, 1950. (Русское издание Шварцбах М. Климаты прошлого. М.: Из-во иностранной литературы, 1955. 383 с.).
- [Scotese, 2001] *Scotese C.R.* Atlas of Earth History. PALEOMAP Project. Arlington. Texas, 2001. 52 p.
- [Shunk et al., 2009] *Shunk A.J., Driese S.G., Dunbar J.A.* Late Tertiary paleoclimate from lacustrine rhythmites in the Grey Fossil Site, northeastern Tennessee, USA // *J. Paleolimnology*. 2009. V. 42. P. 11–24.
- [Sonnet, Suess, 1984] *Sonnet C.P., Suess H.E.* Correlation of bristlecone pine ring widths with atmospheric carbon-14 variations: A climate-sun relation // *Nature*. 1984. V. 308. P. 141–143.
- [Tynell, 2004] *Tynell D.* Did a comet swarm kill the dinosaurs? // *Sky and Telescope*. 2004. May 14.
- [Stuiver, van der Plicht, 1998] *Stuiver M., van der Plicht J.* INTCALIB98, Calibration issue // *Radiocarbon*. 1998. V. 40. P. 1041–1164.
- [Usoskin et al., 2003] *Usoskin I., Solanki S.K., Schüssler M. et al.* Millennium-scale sunspot number reconstruction: Evidence for an unusually active Sun since the 1940s // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91. P. 211101 (1–4).
- [Vasiliev, Dergachev, 2002] *Vasiliev S.S., Dergachev V.A.* The ~ 2400-year cycle in atmospheric radiocarbon concentration: bispectrum of <sup>14</sup>C data over the last 8000 years // *Ann. Geophysicae*. 2002. V. 20. P. 115–120.
- [Wagner et al., 2001] *Wagner G., Beer J., Masarik J. et al.* Presence of the Solar de Vries Cycle (~ 205 years) during the Last Ice Age // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. P. 303–306.

### 1.3. ИЗМЕРЕНИЕ КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

*В. М. Богод*

#### Введение

Магнитные поля — доминирующий источник энергии для нагрева солнечной короны и генерации солнечной активности, такой как вспышки, корональные выбросы массы и солнечный ветер.

Также солнечные магнитные поля формируют различные структуры корональной плазмы и участвуют в создании структуры гелиосферы, которая включает в себя Землю и другие планеты. Современная техника достигла впечатляющих успехов в создании магнитографов высокого разрешения [Lin et al., 2004; Long et al., 2013; Tomczyk et al., 2013]. Космические обсерватории дают полный обзор структуры фотосферных магнитных полей на видимой и обратной сторонах Солнца. Однако исследование структуры и величин магнитных полей на различных высотах в хромосфере и короне до сих пор остается трудной задачей. Поскольку эта проблема крайне важна, ее обсуждают в рамках целевых конференций (см., например, [Workshop, 2012]), на которых проблемы магнитографии рассматриваются как критические для прогресса многих вопросов солнечной активности. Отмечается, что прямые измерения и диагностика корональных магнитных полей, находятся в зачаточном состоянии и остаются технически сложной задачей. Тем не менее существует определенный прогресс в области разработки приборов, но удовлетворительное понимание методов измерений, практическое использование результатов и быстрый рост в диагностике корональных магнитных полей ожидается лишь в следующем десятилетии. Корональная магнитометрия сегодня представляет собой актуальную проблему физики Солнца [Aschwanden, 2007; Aschwanden, 2008].

Определенные надежды возлагаются на инфракрасный диапазон [Kim et al., 2012], где появились первые результаты по оценке хромосферных магнитных полей в линии IR Fe XIII CEL по эффекту Зеемана [de Wijn, 2013].

Радиоастрономический метод исследования Солнца позволяет получить информацию о высотной структуре объектов солнечной атмосферы непосредственно на диске. Это следует как из стратифицированных моделей Солнца, в которых основные параметры атмосферы (температура, плотность и магнитное поле) меняются монотонно с высотой, так и из измеряемых высотных характеристик плазмы при перемещении радиоисточников по диску Солнца. Измерение магнитных полей в короне по радиоданным неоднократно обсуждалось в литературе (см., например, [Kundu, 1965; Гельфрейх, 1972; Kundu, Alissandrakis, 1984; Gelfreikh et al., 1997; Akhmedov et al., 1982; Богод и др., 1982; Bogod, Gelfreikh, 1980; Bogod, Grebinskij, 1997; Grebinskij et al., 2000; Mursh, Hurford, 1982; Lang, Wilson, 1986; Shibasaki, 1986; White et al., 1992; Bogod, Yasnov, 2009a; Bogod, Yasnov, 2009b; Железняков, 1964]).

Для медленно-меняющейся S-компоненты солнечного радиоизлучения в основном работают тепловые механизмы: тепловой тормозной механизм в присутствии слабых магнитных полей (флоккулы, волокна) и тепловой циклотронный механизм на первых 3–4 гармониках гирочастоты. Сущность метода основана на том факте, что радиоизлучение, генерированное в присутствии магнитного поля, циркулярно поля-

ризовано, а знак и степень поляризации зависят как от специфического механизма излучения, так и от напряженности магнитного поля и его направления в местах, где излучение возникло и распространялось. В случае, когда механизм эмиссии известен, поляризационные измерения радиоизлучения обеспечивают возможность определения напряженности магнитного поля.

Следует разделять методы измерения магнитного поля для стабильных образований S-компоненты и методы, дающие информацию о вспыхивающих образованиях В-компоненты.

К первым относятся все стабильные образования, в том числе пятна в активных областях в спокойной фазе. Ко вторым относятся разнообразные всплесковые структуры, нетепловые механизмы генерации и высвобождения энергии. Интересным представляется промежуточная стадия, в которой активные области переходят из стабильной фазы во вспышечную и обратно. Именно в предвспышечной фазе происходят процессы накопления энергии, процессы формирования предвспышечных состояний (токовые слои, пекулярные источники и др.). К ней относится и постэруптивная фаза, в которой нетепловое излучение становится стационарным и переходит в тепловую фазу. В этой фазе при наличии источников возмущений (выход нового магнитного потока, нестабильные магнитные конфигурации и др. возмущения) может создаться повторная вспышечная ситуация.

Многочисленные поиски критериев прогноза вспышек связаны именно с поиском источников первоначальных возмущений и первичного разогрева (токовые слои, сложные дельта-конфигурации магнитного поля, пекулярные радиоисточники, высокие яркостные температуры, аномалии в поляризованном радиоизлучении и др.).

Здесь мы рассматриваем радиоастрономические методы измерения корональных магнитных полей и методы измерения их высотной структуры для стабильных образований S-компоненты.

Для практической реализации таких измерений в радиодиапазоне необходимы высокие характеристики инструмента по многим параметрам: по пространственному разрешению и ширине поля зрения, по координатной точности и точности слежения, частотному разрешению и ширине перекрытия частотного диапазона, по чувствительности по потоку излучения и динамическому диапазону, по точности поляризационных измерений и характеристикам по временным разрешению и перекрытию и др. Однако сегодня инструментов, обладающих совокупностью таких параметров, не существует.

В [Богод, 2008] отмечалась важность использования крупных радиотелескопов для изучения природы предвспышечных образований, поскольку высокая яркостная температура спокойного Солнца значительно усложняет наблюдения слабоконтрастных объектов. В литературе известны некоторые наблюдения на крупных инструментах VLA [Lang, Wilson, 1982], WSRT [Kundu et al., 1979], 100-м радиотелескоп в Бонне и РАТАН-600 [Nindos et al., 1996]. К сожалению, предназначенные для исследования вспышечной активности и службы Солнца, существующие радиогелиографы NoRH и ССРТ рассчитаны на наблюдения преимущественно мощных и быстропротекающих процессов и вопросы изучения слабоконтрастных структур встречают проблемы из-за недостаточной чувствительности по потоку. По-видимому, в новых реализуемых проектах ССРТ [Lesovoi et al., 2012] и китайском CSRH [Yan et al., 2009] появятся возможности увеличения чувствительности за счет расширения частотного диапазона и интегрирования по времени.

Сейчас РАТАН-600 является эффективным инструментом для измерения магнитных полей в короне из-за своих следующих главных достоинств: 1) широкий спектральный диапазон 1–18 ГГц с высоким спектральным разрешением, 2) большая эффективная площадь антенны, которая обеспечивает высокую чувствительность по

потоку, 3) высокая точность измерения поляризации излучения. Однако недостатки РАТАН-600, обусловленные одномерной диаграммой и отсутствием слежения за выбранными структурами, налагают значительные ограничения, а их преодоление требует привлечения дополнительной информации от других инструментов, которая часто бывает не доступна по разным причинам. Тем не менее, предельные для этого инструмента задачи по исследованию слабоконтрастной мелкомасштабной структуры радиогрануляции [Богод, Корольков, 1975; Bogod et al., 2015] и спектральной структуры коротких микровсплесков [Bogod, Yasnov, 2001] были сделаны.

## 1. Методы измерения магнитного поля тепловой плазмы

Измерения магнитных полей в структурах солнечной атмосферы базируются на анализе спектра и поляризации радиоизлучения соответствующих деталей на радиокартах Солнца. При этом величина магнитного поля определяется на основе анализа, использующего теорию распространения и генерации радиоизлучения в плазме. Методы, в которых используются теория теплового радиоизлучения плазмы, связаны либо со столкновениями частиц в плазме, либо с вращением электронов вокруг силовых линий магнитного поля. При этом температура и плотность плазмы вносят большое разнообразие в наблюдаемые спектры интенсивности и поляризации радиоизлучения. Их анализ позволяет выделять доминирующие механизмы в различных солнечных структурах. Спектрально-поляризационные наблюдения на РАТАН-600 позволили провести измерения корональных магнитных полей для мелкомасштабной структуры спокойного Солнца (радиогрануляции), флоккулов, пятенных структур, активных областей в разных фазах развития, волокон, протуберанцев и корональных дыр. Многие измерения уникальные и выполняются пока только на РАТАН-600. Ниже мы рассмотрим применение тепловых механизмов для измерения корональных магнитных полей с помощью широкодиапазонных спектрально-поляризационных наблюдений на РАТАН-600.

### 1.1. Измерения корональных магнитных полей по тепловому излучению плазмы (однородный случай)

Тепловое тормозное излучение возникает в солнечной плазме при столкновении электронов с положительными ионами (протонами) при этом электрон меняет направление своего движения, испуская квант энергии. Для диагностики механизма важно знать коэффициент излучения  $\xi \propto N^2 T^{(-1/2)}$ , который не зависит от длины волны радиоизлучения, и коэффициент поглощения  $\varkappa \propto N^2 T^{(-3/2)} \lambda^2$ , который пропорционален квадрату длины волны  $\lambda$ . Между собой они связаны уравнением Киргофа  $\xi/k = 2\varkappa T/\lambda^2$ . Отсюда следует, что интенсивность излучения не зависит от длины волны при малой оптической толщине  $\tau$  и убывает с длиной волны при значительной  $\tau$ .

Гельфрейх Г. Б. в [Гельфрейх, 1972] предложил решение уравнения переноса для излучения в присутствии слабых магнитных полей. При этом коэффициент поглощения в анизотропной плазме в присутствии магнитного поля  $B_0$  имеет вид

$$K^{R,L} = \frac{\zeta n_e^2}{T^{3/2} (f \mp f_B \cos \alpha)^2} \quad \text{и} \quad \tau^{R,L} = \int_0^1 k^{R,L} dl. \quad (1)$$

Для степени поляризации радиоизлучения можно записать известные формулы

$$P = \frac{T_b^R - T_b^L}{T_b^R + T_b^L} = \frac{\tau_o - \tau_e}{\tau_o + \tau_e} \approx n \frac{f_B}{f} |\cos \alpha|. \quad (2)$$

Здесь  $f$  — частота наблюдения,  $f_B = 2.8 \cdot 10^6 B_l$  — гирочастота,  $\tau_e$  и  $\tau_o$  — оптические толщи для необыкновенной и обыкновенной волн соответственно. Тогда  $P = n \frac{2.8 \cdot 10^6}{f} B_l$ , где  $B_l = B \cos \alpha$  — продольное магнитное поле и  $\alpha$  — угол между направлением магнитного поля и лучом зрения.

В этом выражении

$$n \equiv -\frac{\partial(\log T_b)}{\partial(\log f)} = \frac{\partial(\log T_b)}{\partial(\log \lambda)}$$

— логарифмический наклон спектра яркостных температур  $T_b$ , который определяется из спектральных наблюдений. В общем случае, формула для определения величины магнитного поля в тепловой однородной плазме при произвольном  $n$  следующая:

$$B_l = \frac{107}{\lambda n} P\%. \quad (3)$$

Для оптически тонкого слоя  $n = 2$ ,  $B_l = \frac{54}{\lambda} P\%$  реализуется для источников в короне. Для оптически толстого слоя  $n = 0$  измерения невозможны, так как  $P = 0$ . В случае среды с градиентом температуры  $n = 1$  имеем  $B_l = \frac{107}{\lambda} P\%$ .

Основные ограничения метода обусловлены необходимостью измерять очень малые степени поляризации, что связано с преодолением многих инструментальных эффектов и реализацией высокой флуктуационной чувствительности радиотелескопов.

Ниже приведены два примера, указывающие на высокую чувствительность крупного радиотелескопа РАТАН-600 к регистрации мелкомасштабной структуры, несмотря на одномерную диаграмму этого инструмента.

**Пример 1.** Наблюдения мелкомасштабной структуры спокойного Солнца на РАТАН-600 [Богод и др., 2007]. Во время затмения 29 марта 2006 г. диск Луны закрыл диск Солнца на 97% и только небольшая полоска на северном полюсе осталась открытой (рис. 1). Это позволило провести наблюдения с предельной чувствительностью, так как фоновое влияние спокойного Солнца было исключено. В результате было обнаружено уярчение на Северном полюсе Солнца, которое недоступно обычным наземным наблюдениям, и мелкомасштабные пространственные флуктуации, совпадающие со стримерной структурой на Северном полюсе.

Эти наблюдения дали много новых данных. В частности:

1. Обнаружен новый тип объектов в северной зоне Солнца — крупномасштабный яркий Полярный радиоисточник (ПР). Реализована предельная для радионаблюдений Солнца чувствительность по потоку излучения, которая составила 3–10 Ян в сантиметровом диапазоне радиоволн.
2. Данные измерений указывают на тепловую природу Полярного радиоисточника. Отсутствие поляризованного излучения указывает на весьма слабое магнитное поле менее 1 Гс.
3. Получена детальная информация о спектре излучения полярной корональной дыры. Обнаружены мелкомасштабные пространственные детали, которые соответствуют стримерной структуре магнитного поля, расходящегося над Северным полюсом.

**Пример 2.** Наблюдение радиогрануляции (рис. 2) в радиоизлучении спокойного Солнца в рутинных наблюдениях [Bogod et al., 2015].

## 1.2. Измерения корональных магнитных полей по тепловому излучению плазмы (неоднородный случай)

В реальной солнечной плазме обычно реализуется случай неоднородной многослойной атмосферы. В работе [Grebinskij et al., 2000] был предложен метод



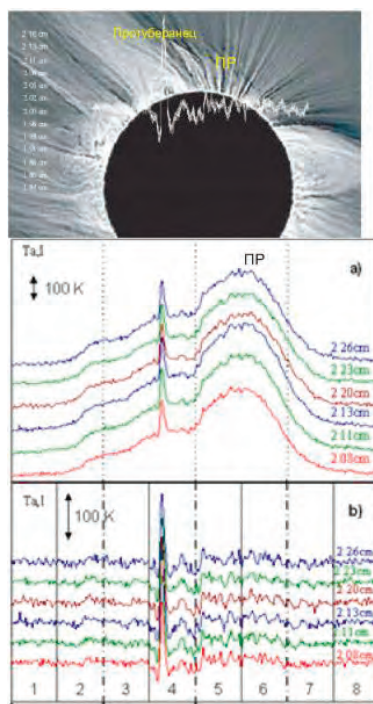


Рис. 1. Наблюдение на РАТАН-600 мелкомасштабной структуры (радиогрануляции) на Северном полюсе Солнца во время затмения 29 марта 2006 г. Вверху, изображение затмленного диска, сопоставленное с многоволновыми сканами РАТАН-600. Ниже: кривые прохождения Солнца в интенсивности, которые показывают излучение протуберанца (узкий радиоисточник) и крупномасштабный яркий радиоисточник над Северным полюсом (ПР) (а), и те же кривые за вычетом крупномасштабного сигнала, указывающие на тонкую пространственную структуру над Северным полюсом (б)

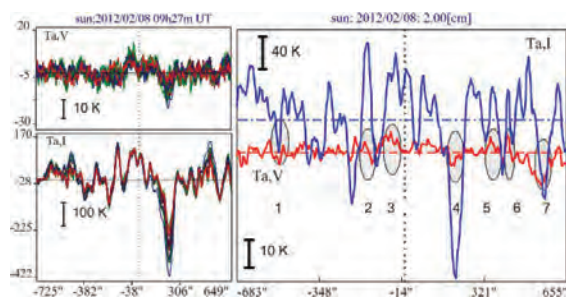


Рис. 2. Слева приведены многоволновые наблюдения радиогрануляции в диапазоне 1.82–3.26 см на 27 частотах для 8 февраля 2012 г. Внизу представлены наложенные друг на друга сканы интенсивности излучения. Вверху то же, но для круговой поляризации. Масштабы вертикальных шкал отличаются в 10 раз. Справа, анализ той же структуры на волне 2 см для оценки магнитных полей в отдельных радиогранулах. Овалами помечены источники, в которых вычислены магнитные поля. Диапазон измеренных полей в пределах 37–230 Гс [Bogod et al., 2015]

микроволновой томографии. Он представляет собой решения уравнения переноса для параметров Стокса  $I = (R + L)/2$  и  $V = (R - L)/2$  для плоскопараллельной неоднородной атмосферы и решения проблемы инверсии

$$I(\lambda) = \lambda^2 \int_0^{\infty} T_e(t) e^{-\lambda^2 t} dt, \quad V(\lambda) = \lambda^2 \int_0^{\infty} \beta(t) \Delta T(t) e^{-\lambda^2 t} dt, \quad (4)$$

$$\Delta T(t) = \int_0^{\infty} \frac{dT_e(t+t')}{dt} \cdot e^{-\lambda^2 t'} dt', \quad \beta = \frac{2f_B \cos \alpha}{f} \ll 1, \quad (5)$$

где  $\nu_B = 2.8 \cdot 10^6 B$  — электронная гирочастота,  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ,  $\alpha$  — угол между вектором магнитного поля и лучом зрения и  $T_e$  — электронная температура. Интегрирование выполняется по переменной  $t$ , частотно независимой радиотолще, которая является функцией текущей геометрической глубины  $l$  сверху на основе изотропной толщит( $l$ )

$$t \equiv \frac{\tau(l)}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda^2} \int_0^l \mu^0(l') dl' \propto \int_0^l \frac{N_e^2}{T_e^{3/2}} dl',$$

где  $\mu^0 \cong 0.2\nu^2 N_e^2 T_e^{3/2}$  — поглощение в тепловой однородной плазме с электронной плотностью  $N_e$ . Инверсионное решение уравнений выше дает величину магнитного поля  $B \equiv (5350/\lambda)\beta(t)$  и электронную температуру  $T_e(t)$  в солнечной атмосфере как функцию от  $t$ . Такие решения принято называть «томографическими» моделями [Bogod, Grebinskij, 1997; Aschwanden, 1995], поскольку они представляют прямую информацию извлекаемую из спектров яркости без дополнительных предположений.

### 1.3. Измерения корональных магнитных полей по циклотронному излучению плазмы

Циклотронный механизм играет основную роль в изучении природы радиоисточников над пятнами, в исследовании зарождения предвспышечного состояния и поствспышечного распада активных областей [Железняков, 1964]. Он детально подтвержден и исследован многолетними спектрально-поляризационными наблюдениями на РАТАН-600. С другой стороны, эти наблюдения способствовали углубленному пониманию взаимодействия различных механизмов при развитии активных областей.

В плазме с магнитным полем вращательное движение нерелятивистских электронов приводит к гиромангнитному излучению с частотой  $f_B = \omega_B/2\pi = 2.8 \cdot 10^6 B$ , где  $\omega_B = eB/mc$  — круговая циклотронная частота, определяемая величиной магнитного поля в источнике. Циклотронное излучение возникает на основной частоте и ее гармониках  $s = f/f_B$ . Для типичных параметров тепловой корональной плазмы обычно учитывают эффективное излучение на первых трех гармониках гирочастоты, которое называют гирорезонансным или циклотронным. Простые вычисления связывают величину магнитного поля  $B_l$  и длину волны  $\lambda$  с номером гармоники следующим образом:

$$1) B_l = \frac{10800}{\lambda(\text{см})}, \quad 2) B(\nu = 2\nu_B) = \frac{5400}{\lambda(\text{см})}, \quad 3) B(\nu = 3\nu_B) = \frac{3570}{\lambda(\text{см})}. \quad (6)$$

Или в зависимости от частоты:

$$1) B_l = 360f(\text{Гц}), \quad 2) B(\nu = 2\nu_B) = 180f(\text{Гц}), \quad 3) B(\nu = 3\nu_B) = 120f(\text{Гц}). \quad (7)$$

Излучение на третьей гармонике характеризуется высокой степенью поляризации, достигающей величин, близких к 100%. Последнее обусловлено преобладанием необыкновенной волны в излучении, поскольку обыкновенная волна, имеющая направление вращения электрического поля, противоположное вращению электронов в том же поле, излучается гораздо слабее. Излучение генерируется гирорезонансным слоем с пространственной толщиной  $\Delta l = L_B \frac{v_T}{c}$ , где  $L_B$  — длина шкалы магнитного поля и  $v_T$  — тепловая скорость электронов [Железняков, 1964]. На рис. 3 приведен пример наблюдения активного Солнца, на диске которого присутствуют много активных областей с характерным циклотронным излучением, измеряя спектры которых можно измерить корональные магнитные поля (см. также сайт <http://www.sao.ru/hq/sun/rus/indexr.html>).

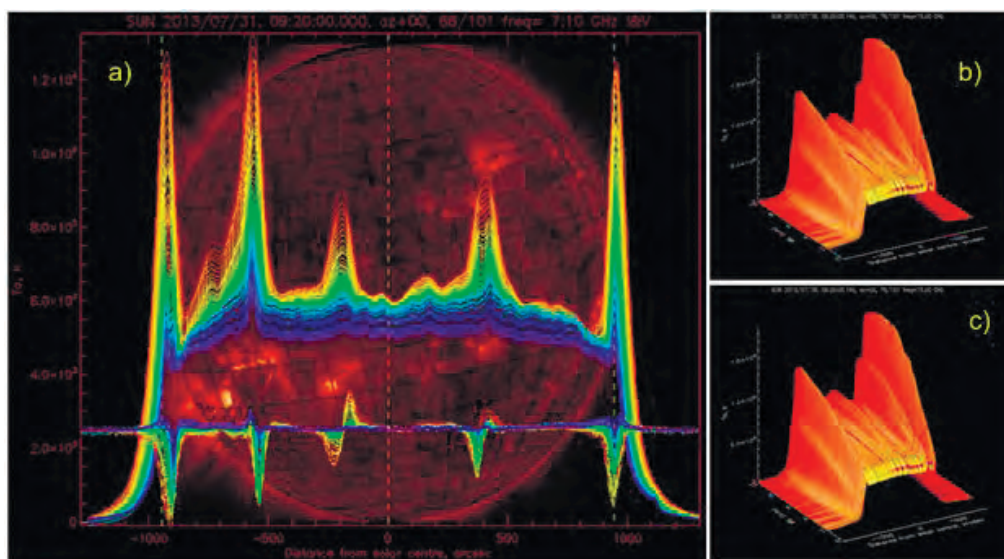


Рис. 3. Пример многоволновых наблюдений РАТАН-600 в интенсивности и поляризации всех активных областей на диске Солнца наложенных на карту рентгеновских наблюдений [Богод и др., 2011; Тохчукова, 2011]. Справа вверху, 3D представление амплитуд интенсивности  $I$ , внизу, поляризации  $V$  в зависимости от частоты и долготы. Циклотронные источники сопровождаются значительной степенью поляризации

**Пример.** Многоволновые наблюдения активного Солнца на РАТАН-600.

Циклотронные гармоники располагаются на разных высотах и в зависимости от определенных величин корональных плотностей и наблюдаемых температур излучают в о- и е-модах. В зависимости от направления магнитного поля о- и е-моды излучают и в разных круговых поляризациях. Установлено расчетами и доказано в наблюдениях, что в типичных условиях солнечной атмосферы излучаемая третья гармоника имеет наибольшую оптическую толщину в е-моду, а вторая гармоника эффективно излучается в о-моду. При этом более высокие гармоники располагаются выше, чем нижние. Гармоники выше 4-й практически прозрачны и не дают вклада в излучение, а низкие гармоники имеют большую оптическую толщину, но поглощаются вышележащими 3-й и 2-й гармониками. При выходе гармоник из хромосферы в область корональных температур излучение резко возрастает, что позволяет их идентифицировать по частотному спектру поляризованного излучения.

Заметим, что для измерения максимальных напряженностей магнитного поля, проникшего в корону над пятном, эффективен метод обнаружения самой короткой (граничной) волны, где проявляется поляризованное радиоизлучение. В силу крутого спектра источников над солнечными пятнами эта граница определяется очень четко, и магнитное поле конкретного пятна на уровне основания короны можно измерить с точностью нескольких процентов [Akhmedov et al., 1982].

При регистрации правой и левой круговых поляризаций появляется возможность построения отдельно спектров для e- и o-мод. Из этих спектров можно найти частоту, на которой излучение каждой моды достигает корональных температур. На рис. 4 эти спектры приведены для активных областей AR 11312 и AR 11289.

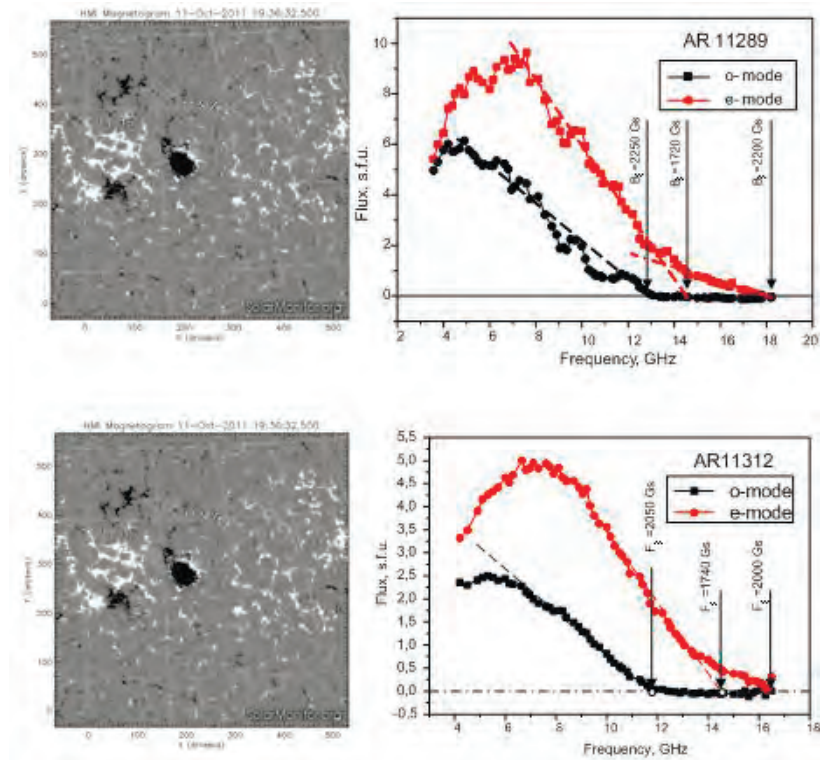


Рис. 4. Два примера измерения магнитного поля над головными пятнами в активных областях AR 11312 и AR 11289 на уровне 3-й гармоники гирочастоты и 2-й гармонике гирочастоты [Богод и др., 2015]. В каждом примере слева приведены магнитограммы активных областей. Справа, демонстрируется метод измерения коронального магнитного поля в виде спектров плотности потока радиоизлучения в диапазоне частот от 4 до 18 ГГц для головного пятна для o- и e-мод. Нулевой уровень соответствует уровню фона — обычно уровню излучения спокойного Солнца. Оценки максимальной величины магнитного поля, при котором начинает генерироваться циклотронное излучение каждой моды, показаны стрелками. Для AR 11312 величина магнитного поля на уровне e-моды составляет  $H_{e-} = 1740$  Гс и  $H_{o-} = 2050$  Гс — на уровне o-моды. Для AR 11289 эти величины составили  $H_{e-} = 1720$  Гс и  $H_{o-} = 2260$  Гс соответственно

#### 1.4. Измерения корональных магнитных полей по инверсии круговой поляризации

Этот метод базируется на анализе условий распространения радиоволн в солнечной короне, а именно нарушения приближения геометрической оптики в области квазиперпендикулярного распространения [Железняков, 1964; Ryabov et al., 1999].

Вблизи района, где луч пересекает магнитное поле под прямым углом (так называемая QT-область), в силу расходимости магнитных силовых линий меняется направление продольной составляющей фонового магнитного поля и, соответственно, согласно требованиям приближения геометрической оптики, каждый тип волны (обыкновенной и необыкновенной) должен изменить знак (направление вращения электрического вектора) поляризации. Мы здесь предполагаем, что на некотором расстоянии от QT-области магнитное поле достаточно слабое и моды волн соответствуют волнам с круговой поляризацией (см. рис. 5). Внутри же QT-области, естественно, они проходят через места, где их поляризация становится эллиптической, затем линейной и снова эллиптической, с другим направлением вращения, и, наконец, опять круговой.

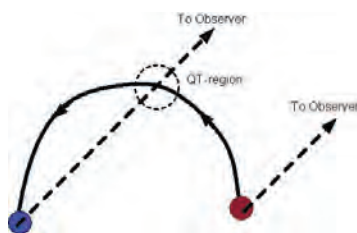


Рис. 5. Схематическое изображение процесса смены знака круговой поляризации при прохождении излучения через область с квазиперпендикулярным магнитным полем (QT-область)

Однако если электронная плотность и напряженность магнитного поля относительно малы, применительно к данной частоте (длине) волны, то обсуждаемая область не оказывает действия на характер поляризации. Таким образом, существует граничная частота  $f_t$  (соответственно, длина волны  $\lambda_t$ ), которая разделяет две характерные области спектра — с инверсией и без инверсии знака поляризации. Значение этой границы определяется формулой

$$f_t = (2 \times 10^{17} B^3 N_e L_B)^{1/4}. \quad (8)$$

Здесь:  $L_B$  — характерный масштаб структуры магнитного поля. Существенно, что граничная частота  $f_t$  почти линейно зависит от напряженности магнитного поля  $B$  и слабо от концентрации электронов. Это позволяет обосновать весьма точный метод измерения поля. Важно при этом использовать спектрально-поляризационные наблюдения. Смена знака поляризации происходит как во времени, так и в пространстве. Эти вариации обусловлены преимущественно вращением Солнца, при котором меняется направление и положение луча, проходящего через QT-область в магнитной структуре АО в солнечной короне [Железняков, Злотник, 1963].

#### 1.5. Метод эмиссионной томографии на основе спектрально-поляризационных измерений солнечного радиоизлучения

Гребинский А. С. в [Bogod, Grebinskij, 1997] предложил метод томографической реконструкции с использованием частотной зависимости (вместо угловой зависимости), измеренной радиояркости для свободно-свободного излучения спокойной короны на многих длинах волн. Использование этого метода эффективно для



реконструкции температурного профиля хромосфера–корона и для реконструкции распределений меры эмиссии плазмы.

Для этого нужно вычислить обратное интегральное преобразование частотно-зависимого поглощения [Aschwanden, 1995]

$$T_B(p) = \int_0^{\infty} T_e(t) \exp(-t/p) \frac{dt}{p}, \quad t = \tau(1 \text{ см}), \quad p = 1/\lambda_{\text{см}}^2. \quad (9)$$

Здесь  $T_B(p)$  — наблюдаемая яркостная температура на различных волнах.

Инверсию  $T_e(t)$  можно выполнить аналитически, используя преобразование Лапласа, и далее получить температурную зависимость  $T_e(t)$  как функцию поглощения  $t$ . Этот метод можно использовать для получения температурного профиля  $T_e(h)$  и профиля плотности  $n_e(h)$ , если есть дополнительная информация из рентгеновских и ультрафиолетовых данных [Grebinskij et al., 2000]. Аналогичные проблемы решения инверсионных уравнений в оптической спектроскопии изложены в [Judge et al., 2013].

Ашванден в [Aschwanden, 2011] заметил, что применение метода частотной эмиссионной томографии [Bogod, Grebinskij, 1997] позволяет инвертировать электронную плотность  $n_e(\nu)$  и температуры  $T_e(\nu)$  в зависимости от радиочастоты  $\nu$ , и необходима дополнительная информация о поглощении по геометрической координате  $z$ , хотя бы для модели  $\nu(z)$ . Такую дополнительную информацию об абсолютной высоте  $h(\nu) = z(\nu) \cos \theta$  (угол  $\theta$  — угол от центра диска Солнца) можно получить из метода стереоскопии.

## 2. Высотная структура магнитных полей над пятнами

В спектрально-поляризационных измерениях на РАТАН-600 реализован принцип одновременных наблюдений с частотным разрешением 1% в едином фокусе для всех 80 длин волн. Благодаря этому и в сочетании с большой эффективной площадью радиотелескопа, стало возможным проводить уникальные измерения высотной структуры коронального магнитного поля над пятном [Bogod, Yasnov, 2009a; Bogod, Yasnov, 2009b; Bogod et al., 2012].

Величина и структура магнитного поля короны играют ключевую роль в генерации эруптивных явлений, например, выбросов корональной массы (КВМ), вспышек и эруптивных протуберанцев. К сожалению, прямое измерение величины магнитного поля в короне чрезвычайно трудно. Можно использовать поляризацию эмиссионных корональных линий, чувствительных к магнитному полю, чтобы сделать выводы о магнитном поле в короне. Эти линии, однако, очень слабы и число их наблюдений невелико (см., например, [Lin et al., 2004; Long et al., 2013; Tomczyk et al., 2013; House, 1977; Raouafi, 2011]). Как альтернатива упомянутому выше методу, многими авторами поле короны моделируется экстраполяцией измерений магнитного поля фотосферы. Делается это, как правило, на основе потенциального и бессилового (линейного и нелинейного) приближения. К сожалению, потенциальные и линейные бессиловые поля не содержат свободную энергию и недостаточно хорошо отражают условия во вспышечно-активной области. Однако нелинейное бессиловое поле может диссипировать к линейному бессиловому полю. Нелинейное бессиловое поле имеет свободную энергию, необходимую для вспышки. С наблюдательной точки зрения нелинейная реконструкция является более сложной, потому что требуются измерения на вектор-магнитографе. Но обычно поперечная компонента магнитного поля фотосферной области измеряется с существенно более низкой точностью, чем компо-

нента вдоль луча зрения. Дополнительная проблема состоит в том, что направление поперечного магнитного поля известно с точностью  $180^\circ$ .

Высоту коронального магнитного поля можно определять сопоставлением скорости перемещения данного пятна на уровне фотосферы со скоростью перемещения вышележащего поляризованного радиоисточника микроволнового излучения. При одновременной регистрации поляризованного излучения на многих волнах появляется возможность построения вертикальной структуры магнитного поля над пятном.

Исследование высотной структуры магнитного поля над пятном в диапазоне высот в несколько тысяч километров представляет собой трудную техническую задачу для других диапазонов волн, включая рентгеновский и ультрафиолетовый. Однако этот высотный диапазон весьма важен при исследовании условий зарождения вспышек, и особенности магнитной структуры здесь вызывают особый интерес.

Ранее подобные попытки измерения магнитных полей по радиоданным на этих высотных уровнях предпринимались также в работах [Mursh, Hurford, 1982; Akhmedov et al., 1982; Lang, Wilson, 1986; Shibasaki, 1986]. Неточность реконструкции магнитного поля таким методом связана с предположением о низком отношении газового давления к магнитному ( $\beta < 1$ ) во всей анализируемой части атмосферы Солнца. Если это справедливо в верхней хромосфере и в значительной части короны, то на уровне фотосферы и в нижней хромосфере это предположение неверно. Таким образом, методы реконструкции магнитного поля, использующие условие  $\beta < 1$  во всей солнечной атмосфере, не могут считаться корректными. Отметим также, что различные тесты для такой реконструкции дают противоречивые результаты. В частности, сравнение силовых линий восстановленного магнитного поля с 3D-структурой ультрафиолетовых петель, наблюдаемых на STEREO, привело Сандман и др. [Sandman et al., 2009] к выводу, что потенциальная экстраполяция работает лучше, чем нелинейная бессилловая экстраполяция, в то время как поле, состоящее из нескольких подфотосферных диполей, работает даже еще лучше. Тем самым было показано, что модели экстраполяции требуют проверки по сравнению с независимо измеренным корональным магнитным полем.

Некоторые сведения о магнитной структуре петли можно получить из различных EUV-линий излучения, возникающих в относительно плотной плазме в определенных температурных диапазонах [Khan, Landi Degl'Innocenti, 2011].

Однако соответствующие петлеобразные 3D-структуры (обычно называемые EUV-петлями) не обязательно отражают силовые линии магнитного поля, потому что яркость EUV-линий зависит от сочетания меры эмиссии и температуры плазмы, и, таким образом, яркость петли обычно отклоняется от линии магнитного поля.

### 2.1. Метод динамической стереоскопии

В 1990-е годы в радиоастрономии активно разрабатывался метод стереоскопических высотных измерений в наблюдениях на VLA на отдельных волнах преимущественно в дециметровом диапазоне [Nita et al., 2011]. Было показано, что высоты радиоисточников на волне 20 см могут достигать 25–15 Мм.

Аналогичный метод применялся для анализа трехмерной структуры радиоисточников в диапазоне 12–14 ГГц (в обсерватории OVRO) и были измерены высоты радиоисточников, достигавшие 3–11.0 Мм [Aschwanden, 1995] (см. рис. 6).

### 2.2. Метод многоволновой стереоскопии по спектрально-поляризационным измерениям

Развитие метода динамической стереоскопии было продолжено в наблюдениях на РАТАН-600 применениям многоволновых наблюдений поляризованного излучения радиоисточников над пятнами. Сканы на РАТАН-600 выполняются с высокой

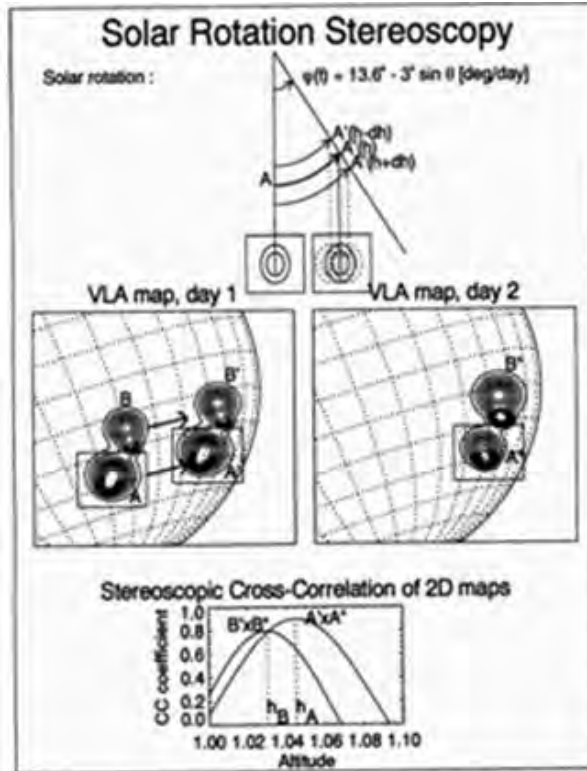


Рис. 6. Принцип метода стереоскопии с использованием эффекта солнечного вращения проиллюстрирован на примере карты радиояркостности по наблюдениям на Very Large Array (VLA) в двух различных днях (средняя панель), где изображения радио источников А и В (от 1 дня) перемещаются в места, А' и В', ожидаемые в день 2 как функция расстояния  $R_{Sun} + h$  от центра Солнца (панель сверху), которые затем коррелируются с действительно наблюдаемыми изображениями А'' и В'' на 2-й день (нижняя панель). Это дает непосредственное измерение высоты  $h_A$  и  $h_B$  как источника центра излучения [Aschwanden, Bastian, 1994a; Aschwanden, Bastian, 1994b]

координатной точностью  $< 0.1 - 0.3''$  [Afanas'eva, Pozhalov, 1985], что позволяет применять их для детального изучения высотной структуры. Применяемая методика регистрации поляризованного радиоизлучения допускает одновременный прием как интенсивности  $I = I(R) + I(L)$ , так и параметра Стокса  $V = I(R) - I(L)$ . В наших измерениях регистрацию круговой поляризации по сравнению с интенсивностью излучения использовать удобнее, поскольку с одной стороны она соответствует магнитным структурам обеих полярностей, с другой устраняется, в некоторой степени, влияние на результат мешающего действия соседних структур, попадающих в диаграмму направленности.

В результате обработки сканов Солнца получают частотную зависимость изменения положения исследуемой детали активной области в поляризованном излучении с изменением даты и времени наблюдения (см. рис. 7) [Bogod et al., 2012; Кальтман и др., 2012; Богод, Яснoв, 2013].

Для стабильных активных областей (АО) можно использовать и более длинные временные интервалы (несколько дней). Метод включает достаточно громозд-



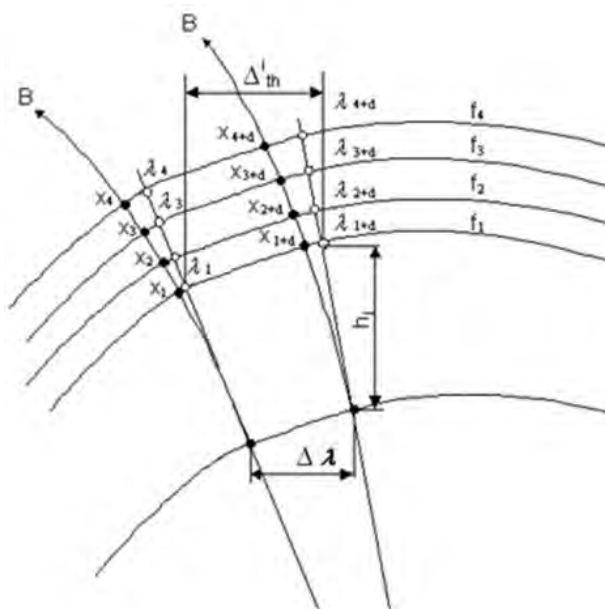


Рис. 7. К объяснению методики измерений. Представлено вертикальное сечение диска Солнца и нижней короны в зависимости от длины волны. Здесь  $\Delta\lambda$  — перемещение пятна по долготе,  $h_k$  — высоты радиоисточника,  $\lambda_k$  — расчетные долготы радиоисточников,  $x_k$  — измеряемые долготы радиоисточников,  $f_k$  — радиоизлучающие уровни солнечной короны, соответствующие третьей гармонике гирочастоты

кие тригонометрические вычисления, учитывающие особенности вращения Солнца и прохождения диаграммы радиотелескопа через активную область [Bogod, Yasnov, 2009a; Bogod, Yasnov, 2009b] (см. рис. 7).

Используя гелиошироту  $\phi$  измеряемой детали АО, было рассчитано положение этой детали на солнечном диске в координатной системе радиоскана  $x_{\text{теор}}(h, \lambda, t_i)$ . При этом использовалась известная зависимость гелиодолготы источников на фотосфере от времени

$$\lambda(t_i) = (14.35 - 2.77 \sin^2 \phi - 0.9856)t_i + \lambda, \quad (10)$$

где  $\lambda$  — некоторая постоянная долгота, характеризующая положение источника. Была произведена проверка соответствия этой зависимости реальному положению исследуемых деталей активных областей. Во всех рассмотренных ниже случаях в пределах погрешностей определения координат это соответствие выполнялось с высокой точностью. Далее на каждой частоте  $h_k$  было минимизировано выражение

$$\sum_{i=1}^N (x_{\text{теор}}(h, \lambda, t_i) - x_{\text{экс}}(t_i))^2, \quad (11)$$

где  $x_{\text{экс}}(t_i)$  — положение выбранной детали источника на радиоскане на частоте  $h_k$ ,  $N$  — число используемых рядов данных (в данной работе  $N = 2$ ), и получали величины  $h$  и  $\lambda$ .

Соотношение частоты и напряженности магнитного поля над данным пятном определялось по соответствию поляризованного радиоизлучения третьей гармонике гирочастоты  $\omega = 3\omega_B$ . Спектрально-поляризационные измерения на РАТАН-600 поз-

воляют достаточно точно определять для данной активной области спектр степени поляризации и знак поляризованного излучения и сопоставлять их с результатами фотосферных измерений.

**Примеры измерений высотной структуры магнитного поля по спектрально-поляризационным наблюдениям.**

Приведем результаты расчетов для ряда периодов наблюдений активных областей в 2007 г. На рис. 8 представлены результаты многоволновых наблюдений стабильных активных областей, присутствовавших на диске в январе 2007 г. На рис. 8а и б представлены магнитограммы спутника SOHO MDI для активной области NOAA 10933 для двух соседних дней 6 и 7 января 2007 г., которые демонстрируют стабильность головного пятна на фотосфере. На рис. 8в и г приведены многоволновые радиосканы Солнца, выполненные в эти два дня при наблюдениях в меридиане в 12 ч 20.09 мин UT, которые совмещены с точностью до долей угловой секунды. На рис. 8в измеряется разность максимумов поляризованного радиоисточника La для NOAA 10933 и Lb NOAA 10934 для всех используемых частот.

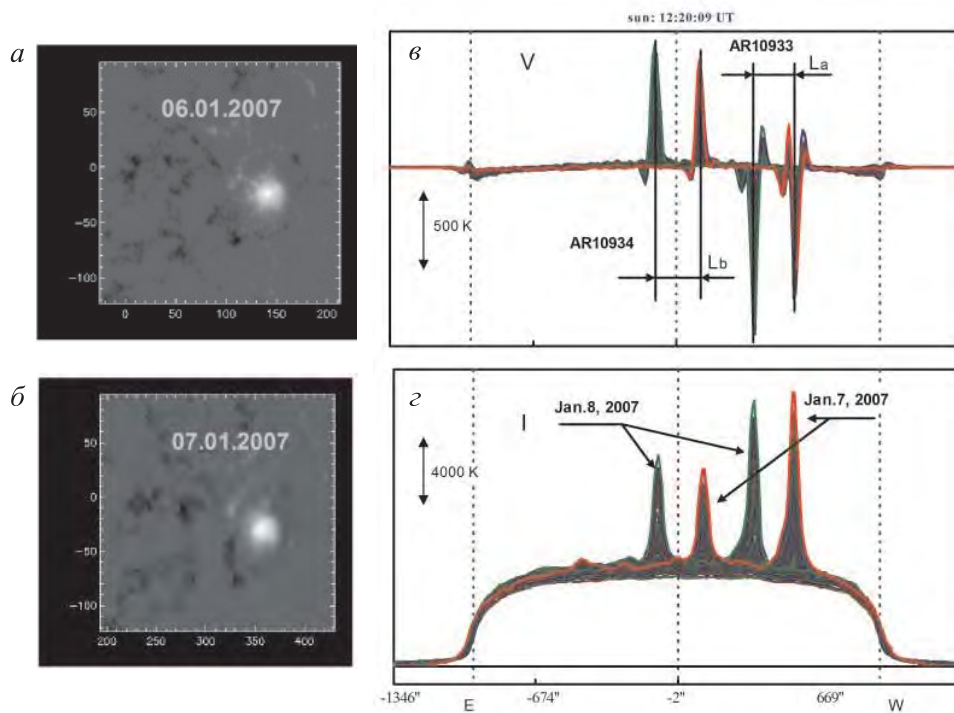


Рис. 8. Пример одновременной регистрации на 49 длинах волн в диапазоне от 1.84 до 5.02 см в интенсивности (I) и круговой поляризации (V) радиоисточников над пятнами со стабильной структурой за два соседних дня: магнитограммы активной области NOAA 10933 за 06 и 07 января 2007 г. (а, б). Совмещение многоволновых сканов в поляризованного излучения  $V = I(R) - I(L)$  за два соседних дня (в). Здесь La — измеряемые разности положений максимумов поляризованного излучения, Lb — то же для NOAA 10934. Совмещение сканов в интенсивности излучения за соседние дни (г). Справа, приведен перечень одновременно принимающих излучение длин волн, для которых реализовано совмещение фазовых центров с точностью лучше 0.5 угловой секунды дуги

Напряженность магнитного поля определялась в предположении, что излучение возникает на третьей гармонике гирочастоты. Как показывают многочисленные модельные расчеты, именно на этой гармонике наиболее эффективно генерируется микроволновое излучение активных областей.

Вертикальный отрезок на рис. 9а обозначает систематическую ошибку радиоизмерений, связанную с качеством установки диаграммы антенны. Тонкая структура изменения положения максимального магнитного поля с высотой связана с мелкомасштабными движениями пятен внутри активной области. Интересно, что на рис. 9 регистрируется расходящаяся с высотой магнитная структура над пятном. Другой более наглядный пример представлен на следующем рисунке по наблюдениям активной области NOAA 10953.

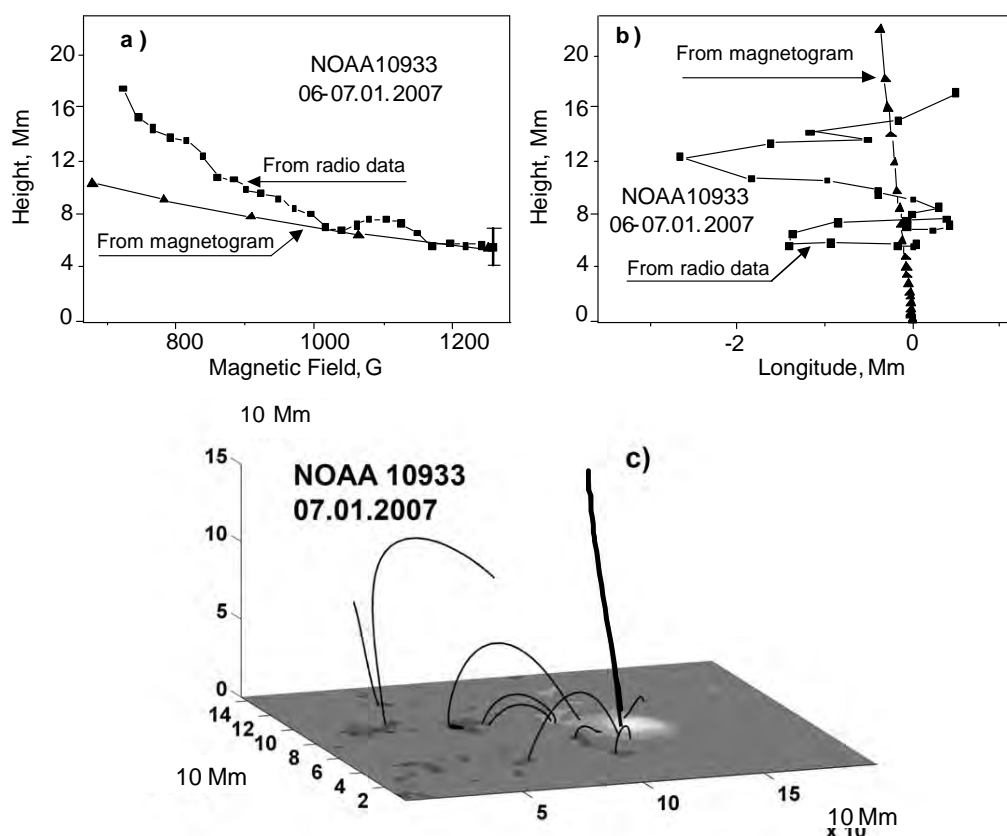


Рис. 9. Результаты расчетов для АО NOAA 10933, по наблюдениям за 6–7 января 2007 г.: зависимость магнитного поля от высоты (квадраты — по методу, предложенному в данной статье, треугольники — по [Wiegelmann, 2004]) (а), структура магнитного поля в координатах высота–гелиодолгота (б); трехмерная структура магнитного поля по [Wiegelmann, 2004] на 2 января 2007 г. (силовая линия из области с максимальным магнитным полем на фотосфере выделена жирной линией) (в)

Из рис. 10 видно, что силовая трубка направлена вверх по высоте с некоторыми изгибами. На рис. 10б можно увидеть двумерную проекцию винтовой формы силовой трубки (ширина спирали составляет 4.5 градусов солнечной поверхности). Отметим, что такая структура не уникальна. Активная область NOAA 10933 также имела

на фотосфере униполярную структуру (рис. 9), и ее силовая трубка устремлялась перпендикулярно фотосфере. По-видимому, характер этого устремления также имел винтовой характер.

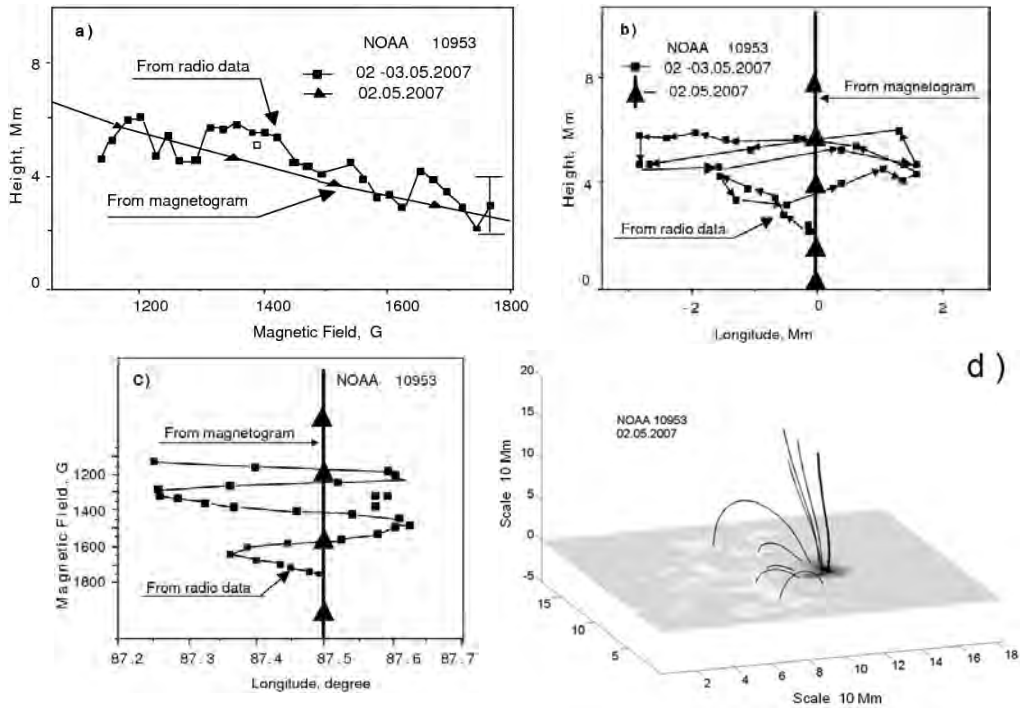


Рис. 10. Результаты расчетов для активной области NOAA 10953, наблюдавшейся 02–03.05.2007: высотные изменения магнитного поля (а), структура магнитного поля в координатах высота–гелиодолгота (б); структура напряженности магнитного поля с гелиодолготой (в), трехмерная структура магнитного поля по [Wiegmann, 2004] (г)

По различным моделям высота короны в активной области около 2–4 тыс. км. Из приведенного рисунка следует, что на этих высотах магнитные поля достигают только  $B = 400\text{--}700$  Гс, если на фотосфере было 3000 Гс. Но как отмечено во Введении измерения магнитного поля по радионаблюдениям показали, что для большинства групп пятен значение напряженности поля, достигаемое в короне или переходной области, всего на 20% ниже значений на уровне фотосферы. Эта особенность получила интерпретацию как опускание короны над пятном [Лившиц и др., 1966]. По спектрально-поляризационным измерениям на РАТАН-600 [Akhmedov et al., 1982] напряженность магнитного поля в переходной области и нижней короне также падает не более чем на 20%, т. е. до  $B \approx 2400$  Гс, если поле на фотосфере  $B = 3000$  Гс. Получается, что дипольная и потенциальная экстраполяция фотосферного поля дают существенно заниженные напряженности магнитного поля в переходной области и нижней короне. Реконструкция магнитного поля на основе модели бессилового поля за счет произвольно выбираемого параметра  $\alpha$  (в уравнении  $\text{rot } \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$ ) заметно улучшают структуру силовых линий (до совпадения с петлями, наблюдаемыми в ультрафиолете), но расходимость этих линий также велика и напряженность магнитного поля на корональных высотах остается такой же, как и в потенциальном приближении.

Для проверки метода была выполнена работа по сопоставлению многоволновых данных полученных на РАТАН-600 (в диапазоне 5.98–15.95 ГГц) и двумерных наблюдений Сибирского солнечного радиотелескопа (ССРТ) на 5.7 ГГц и NoRH на частоте 17 ГГц [Nita et al., 2011] на примере NOAA 10956 (см. рис. 11). Здесь использовался несколько другой алгоритм для оценки изменений широты  $\phi$  и долготы  $\lambda$  источника со временем  $t$ , который был адаптирован к одномерным наблюдениям.

Результаты оценок измеренных изменений  $R = \rho R_{Sun}, \phi + \delta\phi, \lambda + \delta\lambda$  сопоставлялись с расчетными с минимизацией невязок. Для сопоставления с фотосферным магнитным полем использовался предпроцессорный метод [Nita et al., 2011] для экстраполяции нелинейного бессилового поля NLFF.

Черные сплошные линии обозначают гармоники  $S = 2, 3, 4$  и 5 на рис. 11а и представляют собой максимальные высоты, на которой NLFF экстраполяция и соответственно экстраполяция потенциального фотосферного магнитного поля PF достигают

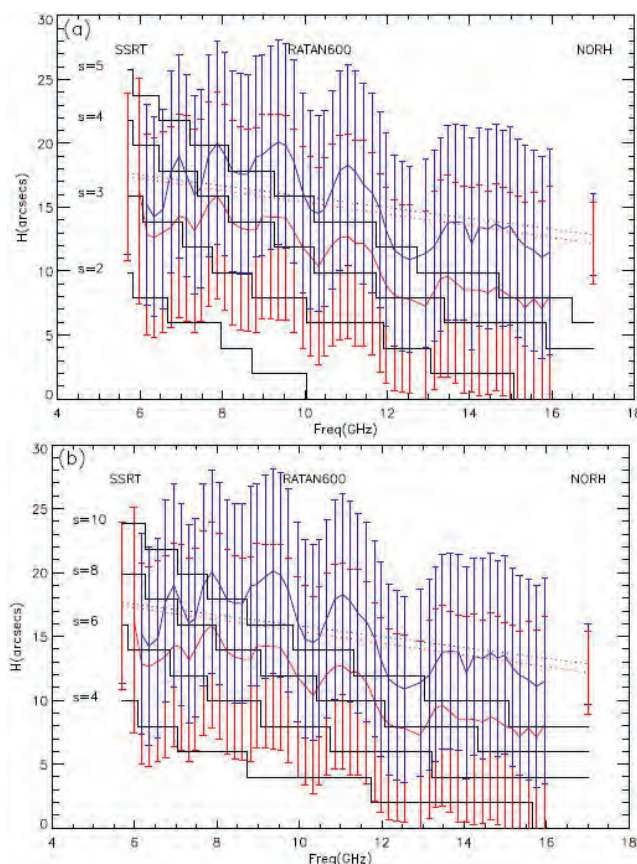


Рис. 11. Оценка высот для LCP (синий) и RCP (красный) и их невязок как результат наблюдений на инструментах ССРТ, РАТАН-600 и NoRH, и их наборов данных. Оценки высоты по SSRT и NoRH связаны пунктирными линиями, были получены, используя программу оптимизации 2D с тремя степенями свободы. Для РАТАН-600 оценки были получены с использованием 1D оптимизации с двумя степенями свободы, относительное смещение  $\delta\lambda$  сохраняют фиксированным для каждой поляризации со значениями, оцененными по данным ССРТ

напряженностей, совпадающих с соответствующими гирорезонансными гармониками для радиочастот, представленных на горизонтальной оси. Ступени означают появление этих гирорезонансных линий вследствие дискретности экстраполяции куба магнитных данных

Основной вывод, следующий из этих работ, заключается в том, что гирорезонансное излучение приходит от высот, которые превышают высоты генерации третьего гироуровня, вычисленного методом магнитной экстраполяции. Это является необычным результатом для корональной магнитографии и требует дальнейшего изучения

### **2.3. Метод прямого измерения высотной структуры магнитного поля над пятном на лимбе**

Выше отмечалось, что стереоскопический метод на основе вращения Солнца требует высокой стабильности излучения активной области в течение длительного времени (более суток), что часто невыполнимо. Другая погрешность этого метода связана с возможным пространственным перераспределением излучения по источнику, которое зависит от изменения его местоположения на солнечном диске. Это обусловлено тем, что гирорезонансное излучение сильно зависит от угла между лучом зрения и направлением магнитного поля. Такое перераспределение может приводить к дополнительному сдвигу излучения по источнику при его перемещении по диску Солнца и тем самым приводит к ошибке определения высотной структуры магнитного поля. В связи с этим, поиск альтернативных методов определения высотной структуры радиоизлучения источников, свободных от перечисленных недостатков стереоскопических методов, продолжает быть актуальным.

Предложен метод непосредственного измерения высотной структуры радиоисточников активной области при нахождении на лимбе при больших позиционных углах Солнца [Богод, Яснов, 2013]. Несмотря на высокую координатную точность позиционного инструмента РАТАН-600 [Афанасьева, Пожалов, 1985], задача определения точного положения радиоисточника на лимбе является сложной ввиду наличия высокого градиента антенной температуры. При измерениях на многих волнах эта задача еще более усложняется ввиду возможных диаграммных различий по частотному диапазону. Данный метод позволяет достичь максимально высокой относительной точности при измерении высотной структуры радиоисточника в активной области (см. рис. 12).

Для уменьшения влияния края Солнца на измерение положения источника были использованы наблюдения Солнца во времена, близкие к весеннему и осеннему равноденствию, когда абсолютное значение позиционного угла Солнца в азимутальной системе координат наибольшее. При этом во времена, близкие к осеннему равноденствию, анализировались источники, находящиеся на западном полушарии на северных гелиоширотах, а на восточном — на южных гелиоширотах. Во времена, близкие к весеннему равноденствию, ситуация менялась на противоположную. В этих случаях анализируемый лимбовый источник находится достаточно далеко от края записи Солнца (для одномерной диаграммы направленности радиотелескопа РАТАН-600) и, тем самым, не подвержен ошибкам, связанным с выделением источника на таком краю.

Для непосредственного измерения высот магнитного поля используются одновременные многоволновые наблюдения активных областей Солнца на больших позиционных углах. При этом, находящиеся на лимбе активные области регистрируются на одномерном скане вдали от его края, значительно уменьшая краевые лимбовые эффекты. Метод эффективно работает в периоды весеннего и осеннего равноденствий, когда позиционные углы максимальны.



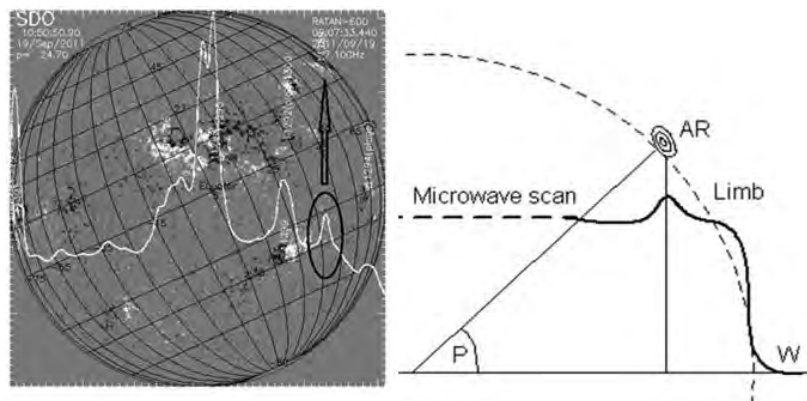


Рис. 12. Магнитограмма по SDO MHI и скан Солнца на частоте 7.1 ГГц в канале параметра Стокса  $I$ . Овалом выделен анализируемый радиоисточник, стрелка указывает на соответствующую ему активную область NOAA 11289. Справа приведен график, демонстрирующий методику измерения положения центра радиоисточника в активной области, который измеряется одновременно на многих длинах волн сантиметрового диапазона на радиотелескопе РАТАН-600. Угловое расстояние источника на разных длинах волн переводится в расстояние на диске Солнца, затем это расстояние с учетом позиционного угла  $P$  переводится в разность высот источника. Угол  $P$  — угол направления на лимбовый источник из центра Солнца в азимутальной системе координат. Справа вертикальная структура магнитного поля для активной области NOAA

Приведенные измерения на рис. 13 указывают на возможность определения высотной магнитной структуры и ее высотные градиенты. На примере многих наблюдений показано, что высотные структуры отличаются большим разнообразием от монотонных с градиентами около 0.1 Гс/км для спокойных областей до 1.6 Гс/км в случае вспышечно-активных областей. Для примера в работе [Brosius, White, 2006] сделаны оценки магнитного поля на лимбе по наблюдениям VLA на частоте 8 ГГц.

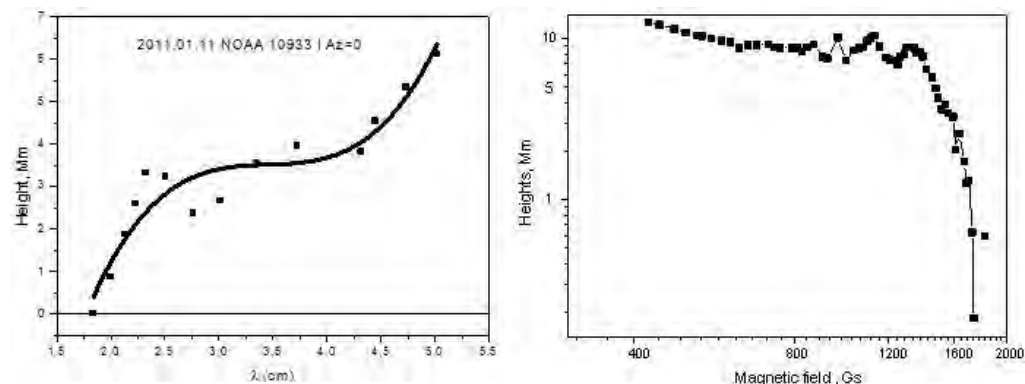


Рис. 13. Зависимости относительной высоты источника от длины волны. За нулевое значение высоты принималась величина, соответствующая наименьшей длине волны. Относительная ошибка определения высот составляет в данном случае около 1 Мм. Справа, пересчитанная зависимость высоты магнитного поля от его напряженности [Brosius, White, 2006]. Справа приведена зависимость структуры магнитного поля от величины напряженности, что характеризует наклон магнитной структуры



Они получили, что магнитные поля 960 Гс могут достигать высот 12000 км, что в целом не противоречит измерениям на РАТАН-600 [Akhmedov et al., 1982].

#### 2.4. Метод сопоставлений моделей и спектрально-поляризационных измерений

Как описано выше, несмотря на свою эффективность метод стереоскопических высотных измерений, может использоваться лишь при исследовании стабильных активных областей. При этом с помощью многочастотных изображений радиоисточников в поляризованном излучении можно определять не только высотную зависимость напряженности магнитного поля от высоты, но и его топологию. В результате было показано, что магнитные поля напряженностью около 1000 Гс находятся на достаточно больших высотах в атмосфере Солнца (от 10 до 25 Мм), что в целом подтверждают наблюдения в ультрафиолете, по которым расходимость силовых трубок мала (не более 15% в вершинах магнитных петель) [Bogod, Yasnov, 2009a; Bogod, Yasnov, 2009b].

Однако стереоскопические методы имеют существенное ограничение, связанное со стабильностью активной области в течение суток. Подчас стабильность трудно проконтролировать, и возможно появление заметных ошибок при использовании этого метода. Поэтому представляет несомненный интерес разработка других методов, позволяющих делать определенные заключения о магнитном поле активных областей на достаточно больших высотах в их атмосферах. В связи с этим, получает развитие метод, основанный на сравнительном анализе пространственной структуры реконструированного магнитного поля и пространственной структуры радиоизлучения активной области. Этот метод свободен от возможных ошибок, связанных с нестабильностью активной области за время измерений, поскольку информация о спектре поляризации получается одновременно. Он, конечно, не дает столь полной информации о высотной структуре магнитного поля, как стереоскопический метод, но позволяет достоверно судить о различии реконструированного и реального магнитных полей.

Были изучены два подхода: а) сравнение измеренных размеров активной области по ее радиоизлучению и размеров, рассчитываемых на основе реконструированного магнитного поля, и б) сравнение спектров радиоизлучения, рассчитанных на основе реконструированного магнитного поля, и измеряемых спектров. Реконструкция нелинейного бессилового магнитного поля NLFF производилась по методике [Wiegmann, 2004] на основании данных о полном магнитном поле с инструмента Hinode/SOT, методиках восстановления  $180^\circ$ -неоднозначности [Metcalfe, 1994; Leka et al., 2009] и расчете потенциального поля [Allisandrakis, 1981] в качестве начального приближения.

Проделанные расчеты (см. рис. 14) позволяют утверждать, что реконструированное магнитное поле в целом соответствует измеренным размерам на высоких частотах, но размеры реконструированных гирорезонансных уровней начинают превышать наблюдаемые размеры источника с уменьшением частоты.

Для основного пятенного источника реконструированное на основе фотосферных данных магнитное поле также согласуется с данными микроволновых наблюдений. Сравнение расчетных характеристик его радиоизлучения с наблюдаемыми одномерными сканами и спектрами излучения для разных значений электронной концентрации и температуры позволяет найти наиболее подходящие значения этих физических параметров: высота основания короны — 2.0–2.3 тыс. км, корональная температура —  $2.5 \cdot 10^6$  К на уровне основания короны и, возможно, до 3 млн К в более высоких слоях, электронная плотность в нижней короне —  $(1.5\text{--}1.8) \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>. Некоторые расхождения связаны с недостатками модели, в том числе одномерностью принятых

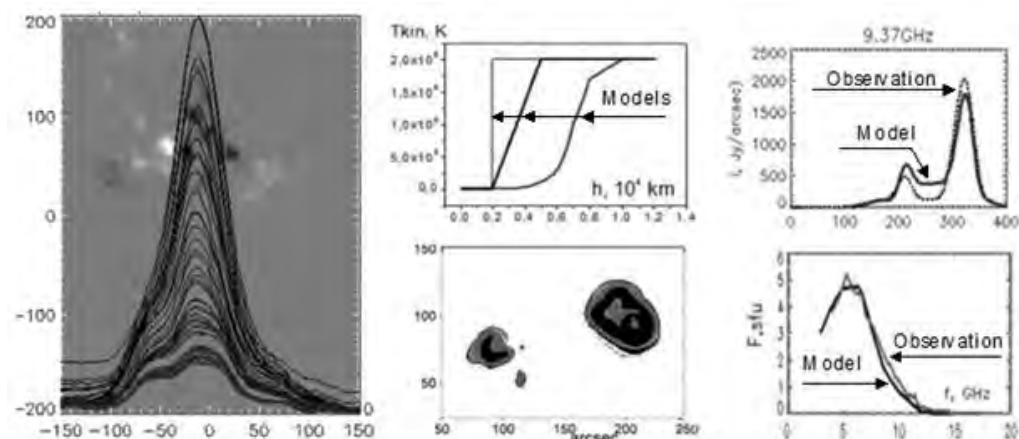


Рис. 14. Слева: сканы РАТАН-600 наложенные на магнитограмму. Посередине: сверху набор температурных моделей, внизу — смоделированные карты яркостной температуры. Справа: сверху модельный (черный) и наблюдаемый (серый) скан интенсивности излучения, внизу модельный (черный) и наблюдаемый (серый) спектр потока излучения

распределений электронной концентрации и плотности. Кроме того, большое значение имеет качество исходных фотосферных наблюдательных данных, используемых для реконструкции магнитного поля, а также сама методика реконструкции и в этом проявляется ограничение использованной методики.

Таким образом, представленная методика диагностики основана на многоволновых поляризационных наблюдениях на РАТАН-600 в сантиметровом диапазоне, экстраполяции фотосферного магнитного поля и расчетах радиоизлучения. Методика, в частности, позволяет, во-первых, восстановить трехмерное распределение магнитного поля и оценить значения электронной температуры и плотности на разных высотах активной области, во-вторых, оценить относительные доли теплового тормозного и циклотронного механизмов излучения на различных длинах волн и, в-третьих, скорректировать оценки размеров структурных компонентов активной области.

## Заключение

Физика солнечной короны во многом основана на взаимодействиях магнитного поля и плазмы, что является предметом солнечной радиоастрономии. Радиоастрономические методы — это единственные сегодня методы, дающие прямую информацию о величине и структуре коронального магнитного поля. К настоящему времени разработаны различные методики по диагностике корональных магнитных полей, которые успешно испытаны на существующих инструментах. Существенно повысить их эффективность будет возможно с использованием крупных инструментов посредством многоволновых наблюдений, охватывающих большой спектральный диапазон. Потенциал будущих оптических измерений магнитных полей в хромосфере и нижней короне, а также радиоастрономических измерений зависит существенно от технологического прогресса как в наземной, так и космической астрономической технике.

## Список литературы

- [Богод, 2008] *Богод В.М.* Радиоастрономический метод исследования солнечной короны // Плазменная гелиогеофизика. В 2 т. Т. 1 / Под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского. М.: Физматлит, 2008. С. 115–123.
- [Богод и др., 2015] *Богод В.М., Петерова Н.Г., Рябов Б.И., Топчило Н.А.* О регистрации излучения пониженной яркости в области сильного магнитного поля солнечных пятен // Космические исследования. 2015. Т. 53. С. 1–11.
- [Богод, Яснгов, 2013] *Богод В.М., Яснгов Л.В.* О высотной структуре радиоизлучения активных областей на Солнце в сантиметровом диапазоне длин волн // Астрофизич. бюлл. 2013. Т. 68. С. 366–370.
- [Богод и др., 2011] *Богод В.М., Алесин А.М., Перваков А.А.* Многооктавный спектрально-поляризационный комплекс высокого разрешения на РАТАН-600 для солнечных исследований // Астрофизич. бюлл. 2011. Т. 66. С. 223.
- [Богод и др., 2007] *Богод В.М., Голубчина О.А., Жеканис Г.Н. и др.* О структуре микроволнового излучения над северным полюсом Солнца // Астрофизич. бюлл. 2007. Т. 62. С. 379.
- [Богод и др., 1982] *Богод В.М., Вяльшин Г.Ф., Гельфрейх Г.Б., Петрова Н.С.* О градиенте магнитного по оптическим и радиоастрономическим измерениям магнитного поля над пятном // Солнечные данные. 1982. № 1, С. 104–109.
- [Богод, Корольков, 1975] *Богод В.М., Корольков Д.В.* Обнаружение хромосферной сетки в сантиметровом диапазоне волн // Письма в АЖ. 1975. Т. 1. С. 25–27.
- [Гельфрейх, 1972] *Гельфрейх Г.Б.* О возможности измерения слабых магнитных полей Солнца по радиоастрономическим наблюдениям // Астрон. циркуляр. 1972. Т. 699. С. 3–5.
- [Железняков, 1964] *Железняков В.В.* Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964. 560 с.
- [Железняков, Злотник, 1963] *Железняков В.В., Злотник Е.Я.* О поляризации радиоволн, прошедших через область поперечного магнитного поля в солнечной короне // Астрон. журн. 1963. Т. 40. С. 633.
- [Кальтман и др., 2012] *Кальтман Т.И., Ступишин А.Г., Яснгов Л.В., Богод В.М.* О высотной структуре коронального магнитного поля АО 10933 // Астрономич. журн. 2012. Т. 89. С. 872.–882.
- [Лившиц и др., 1966] *Лившиц М.А., Обридко В.Н., Пикельнер С.Б.* Радиоизлучение и строение атмосферы над пятнами // Астрономич. журн. 1966. Т. 43. С. 1135.
- [Тохчукова, 2011] *Тохчукова С.Х.* Информационная система наблюдений Солнца на РАТАН-600 // Астрофизич. бюлл. 2011. Т. 66. С. 409.
- [Afanas'eva, Pozhalov, 1985] *Afanas'eva P.M., Pozhalov A.A.* Astrometry Observations of Mercury with the RATAN-600 Radio Telescope in 1984 // Astron. Tsirk. 1985. No 1378. P. 7–8.
- [Akhmedov et al., 1982] *Akhmedov S.B., Gelfreikh G.B., Bogod V.M., Korzhavin A.N.* Measurements of Magnetic Field in the Solar Atmosphere above Sunspots Using Gyroresonance Emission // Solar Phys. 1982. V. 79. P. 41–58.
- [Allissandrakis, 1981] *Allissandrakis C.E.* On the computation of constant alpha force-free magnetic field // Astron. Astrophys. 1981. V. 100. P. 197.
- [Aschwanden, 2011] *Aschwanden M.J.* Solar Stereoscropy and Tomography // Living Rev. Solar Phys. 2011. V. 8. P. 5. <http://www.livingreviews.org/lrsp-2011-5>.
- [Aschwanden, 2008] *Aschwanden M.J.* Keynote Address: Outstanding Problems in Solar Physics // J. Astrophys. Astr. 2008. V. 29. P. 3–16.
- [Aschwanden, 2007] *Aschwanden M.J.* Fundamental physical processes in coronae: Waves, turbulence, reconnection, and particle acceleration // IAU proceed. 2007. V. 247. P. 257–268.
- [Aschwanden, 1995] *Aschwanden M.J.* Imaging, Stereoscropy, and Tomography of the Solar Corona in Soft XRays and Radio // Coronal Magnetic Energy Releases. Proc. CESRA Workshop. Caputh/Potsdam, Germany, 16–20 May 1994 / Eds. Benz A.O., Krüger A. // Lecture Notes in Physics. V. 444. Berlin–Heidelberg: Springer, 1995. P. 13–34.

- [Aschwanden, Bastian, 1994a] *Aschwanden M.J., Bastian T.S.* VLA stereoscopy of solar active regions. 1: Method and tests // *Astrophys. J.* 1994. V. 426. P. 425.
- [Aschwanden, Bastian, 1994b] *Aschwanden M.J., Bastian T.S.* VLA stereoscopy of solar active regions. 2: Altitude, relative motion, and center-to-limb darkening of 20 centimeter emission // *Astrophys. J.* 1994. V. 426. P. 434.
- [Bogod et al., 2015] *Bogod V.M., Alissandrakis C.E., Kaltman T.I., Tokhchukova S.K.* RATAN-600 Observations of Small-Scale Structures with High Spectral Resolution // *Solar Phys.* 2015. V. 290. P. 7–20.
- [Bogod et al., 2012] *Bogod V.M., Stupishin A.G., Yasnov L.V.* Magnetic Fields of Active Regions at Coronal Heights // *Solar Phys.* 2012. V. 276. P. 61–73.
- [Bogod, Yasnov, 2009a] *Bogod V., Yasnov L.* Polarization of Microwave Radio Emission of Flare-Producing Solar Active Regions // *Solar Phys.* 2009. V. 255. P. 253–271.
- [Bogod, Yasnov, 2009b] *Bogod V.M., Yasnov L.V.* On the comparison of radio-astronomical measurements of the height structure of magnetic field with results of model approximations // *Astrophys. Bull.* 2009. V. 64. P. 372–385.
- [Bogod, Yasnov, 2001] *Bogod V.M., Yasnov L.V.* Detection of Prolonged, Extremely Faint Decimeter Bursts on the Sun // *Astronomy Repts.* 2001. V. 45. P. 643–651.
- [Bogod, Grebinskij, 1997] *Bogod V., Grebinskij A.* Large Scale Structure of Atmosphere of the Quiet Sun, Coronal Hole and Plages as Deduced by Tomography Study // *Solar Phys.* 1997. V. 176. P. 67–86.
- [Bogod, Gelfreikh, 1980] *Bogod V., Gelfreikh G.* Measurements of Magnetic Field and Gradient of Temperature in the Solar Atmosphere above a Flocculus using Radio Observations // *Solar Phys.* 1980. V. 67. P. 29–46.
- [Brosius, White, 2006] *Brosius J.W., White S.M.* Radio Measurements of the Height of Strong Coronal Magnetic Fields Above Sunspots at the Solar Limb // *Astrophys. J.* 2006. V. 641. P. L69–L72.
- [de Wijn, 2013] *de Wijn A.G.* Measuring Magnetic Fields in the Solar Atmosphere // 370 Years of Astronomy in Utrecht. ASP Conf. Ser. V. 470. San Francisco: Astron. Soc. Pacific, 2013. P. 65.
- [Gelfreikh et al., 1997] *Gelfreikh G.B., Pilyeva N.A., Ryabov B.I.* On the Gradient of Coronal Magnetic Fields from Radio Observations // *Solar Phys.* 1997. V. 170. P. 253–264.
- [Grebinskij et al., 2000] *Grebinskij A., Bogod V., Gelfreikh G. et al.* Microwave tomography of the solar magnetic fields // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 2000. V. 144. P. 169–180.
- [House, 1977] *House L.L.* Coronal emission-line polarization from the statistical equilibrium of magnetic sublevels. I — Fe XIII // *Astrophys. J.* 1977. V. 214. P. 632–652.
- [Judge et al., 2013] *Judge P.G., Habbal S., Landi E.* From Forbidden Coronal Lines to Meaningful Coronal Magnetic Fields // *Solar Phys.* 2013. V. 288. P. 467–480. <http://arxiv.org/abs/1304.3863v1>.
- [Khan, Landi Degl’Innocenti, 2011] *Khan A., Landi Degl’Innocenti E.* Solar coronal magnetic field diagnostics through polarimetric forward modelling of the Hanle effect // *Astron. Astrophys.* 2011. V. 532. P. A70.
- [Kim et al., 2012] *Kim I.S., Alexeeva I.V., Suyunova E.Z.* On Zeeman Diagnostics with a 4 m Aperture // The 2nd ATST-EAST Meeting: Magnetic Fields from the Photosphere to the Corona. ASP Conf. Proc. V. 463. Astron. Soc. Pacific, 2012. P. 337.
- [Kundu, 1965] *Kundu M.R.* *Solar Radio Astronomy.* N.Y.: Interscience Publication, 1965.
- [Kundu, Alissandrakis, 1984] *Kundu M.R., Alissandrakis C.E.* Structure and polarization of active region microwave emission // *Solar Phys.* 1984. V. 94. P. 249–283.
- [Kundu et al., 1979] *Kundu M.R., Rao A.P., Erskine F.T., Bregman J.D.* High-resolution observations of the quiet Sun at 6 centimeters using the Westerbork Synthesis Radio Telescope // *Astroph. J.* 1979. V. 234. P. 1122.
- [Lang, Wilson, 1986] *Lang K.A., Wilson R.F.* Solar burst precursors and energy build-up at microwave wavelengths // *Adv. Space Res.* 1986. V. 6. P. 97–100.

- [Lang, Wilson, 1982] *Lang K.R., Willson R.F.* Polarized horseshoes around sunspots at 6 centimeter wavelength // *Astroph. J.* 1982. V. 255. P. L111.
- [Leka et al., 2009] *Leka K.D., Barnes G., Crouch A.D. et al.* Resolving the 180° Ambiguity in Solar Vector Magnetic Field Data: Evaluating the Effects of Noise, Spatial Resolution, and Method Assumptions // *Solar Phys.* 2009. V. 206. P. 83.
- [Lesovoi et al., 2012] *Lesovoi S., Altyntsev A., Ivanov E., Gubin A.* The Multifrequency Siberian Radioheliograph // *Solar Phys.* 2012. V. 280. P. 651–661.
- [Lin et al., 2004] *Lin H., Kuhn J.R., Coulter R.* Coronal Magnetic Field Measurements // *Astrophys. J.* 2004. V. 613. P. L177–L180.
- [Long et al., 2013] *Long D.M., Williams D.R., Régnier S., Harra L.K.* Measuring the Magnetic Field Strength of the Quiet Solar Corona Using “EIT Waves” // *Solar Phys.* 2013. V. 288. P. 567–583.
- [Metcalf, 1994] *Metcalf T.R.* Resolving the 180-degree ambiguity in vector magnetic field measurements: The ‘minimum’ energy solution // *Solar Phys.* 1994. V. 155. P. 235.
- [Mursh, Hurford, 1982] *Mursh K.A., Hurford G.J.* High spatial resolution solar microwave observations // *Ann. Rev. Astron. Astroph.* 1982. V. 20. P. 497–516.
- [Nindos et al., 1996] *Nindos A., Alissandrakis C.E., Gelfreikh G.B. et al.* Two-Dimensional Mapping of the Sun with the RATAN-600 // *Solar Phys.* 1996. V. 165. P. 41–59.
- [Nita et al., 2011] *Nita G.M., Fleishman G.D., Jing J. et al.* Three-Dimensional Structure of Microwave Sources from Solar Rotation Stereoscopes Versus Magnetic Extrapolations // *Astrophys. J.* 2011. V. 737. P. 82.
- [Raouafi, 2011] *Raouafi N.-E.* Coronal Polarization Solar Polarization // *Proc. Confer. Maui, Hawaii, USA, May 30–June 4, 2010* / Eds. J.R. Kuhn, D.M. Harrington, H. Lin, et al. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2011. P. 99.
- [Ryabov et al., 1999] *Ryabov B., Pilyeva N., Alissandrakis C. et al.* Coronal Magnetography of an Active Region from Microwave Polarization Inversion // *Solar Phys.* 1999. V. 185. P. 157–175.
- [Sandman et al., 2009] *Sandman A.W., Aschwanden M.J., Derosa M.L. et al.* Comparison of STEREO/EUVI Loops with Potential Magnetic Field Models // *Sol. Phys.* 2009. V. 259. P. 1–11.
- [Shibasaki, 1986] *Shibasaki K.* Height measurements of S-components // *Astroph. Space Sci.* 1986. V. 119. P. 21–25
- [Tomczyk et al., 2013] *Tomczyk S., Zhang J., Bastian T., Leibacher J.W.* Preface // *Solar Phys.* 2013. V. 288. P. 463–465.
- [White et al., 1992] *White S.M., Kundu M.R., Gopalswamy N.* High dynamic range multifrequency radio observations of a solar active region // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1992. V. 78. P. 599–617.
- [Wiegelmann, 2004] *Wiegelmann T.* Optimization code with weighting function for the reconstruction of coronal magnetic fields // *Solar Phys.* 2004. V. 219. P. 87–108.
- [Workshop, 2012] *Workshop on Coronal Magnetism-Connecting Models to Data and the Corona to the Earth.* 21–23 May 2012. Boulder, Colorado, USA.
- [Yan et al., 2009] *Yan Y., Zhang J., Wang W., Liu F., Chen Z., Ji G.* The Chinese Spectral Radioheliograph—CSRH // *Earth Moon Planet.* 2009. V. 104. P. 97–100.

## 1.4. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН: РАВНОВЕСИЕ, УСТОЙЧИВОСТЬ И СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ МЕЛКОГО СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА

*А. А. Соловьев*

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, г. Санкт-Петербург, Россия,  
solov@gao.spb.ru

Обсуждается модель круглого униполярного солнечного пятна с нижней границей холодной плазмы и сильного магнитного поля на глубине около 4 Мм под фотосферой, в согласии с данными локальной гелиосейсмологии. Аналитически задается конфигурация магнитного поля пятна, близкая к реально наблюдаемой и обладающая, подобно полю круглого соленоида, свойством самоподобия. На основе термодинамического подхода рассчитаны условия равновесия солнечного пятна как целого с учетом его гравитационной энергии и давления внешней среды. Впервые теоретически получена зависимость равновесного магнитного поля в центре пятна  $B_0$  от радиуса его тени  $a$ . В очень малых пятнах поле  $B_0 \approx 600\text{--}700$  Гс, затем оно монотонно возрастает, стремясь с ростом  $a$  к некоторой предельной величине (около 4000 Гс), которая определяется плотностью фотосферы, ускорением силы тяжести на поверхности Солнца и отношением радиуса всего пятна к полутенью  $a_p$  к радиусу тени  $a$ . Показано, что подфотосферные течения в окрестности пятна, являясь следствием, а не причиной его образования, не играют существенной роли в поддержании равновесия и устойчивости пятна. Стабильность пятна обеспечена не только охлаждением газа в нем, но и понижением его гравитационной энергии, которое вызвано перераспределением плотности массы по вертикали при образовании вильсоновской депрессии, глубина которой линейно растет с напряженностью магнитного поля пятна. Область устойчивых равновесий пятна ограничена: при  $a$  больше некоторого предельного значения (12–18 Мм в зависимости от конфигурации поля) система теряет устойчивость. Этим объясняется отсутствие на Солнце пятен очень большого размера и появление светлых мостов в крупных пятнах. Наиболее устойчивы пятна с  $B_0 \approx 2600$  Гс и  $a \approx 5$  Мм. Для таких пятен период их собственных колебаний, как целостных магнитных структур, минимален и составляет согласно расчетам 10–12 ч, что соответствует величине, полученной при исследовании долгопериодических колебаний магнитного поля пятен по данным SOHO/MDI.

### 1. Введение

В одном из недавних обзоров Ю. Паркер [Parker, 2008] отмечал: «Солнечные пятна являются классическим примером нашего затянувшегося невежества: на протяжении веков хорошо известные по наблюдениям, обладающие удивительно тонкой внутренней структурой, они до сих пор не поняты с точки зрения основных законов физики. Почему вообще эти основные законы вынуждают Солнце формировать солнечные пятна?.. Эти и многие другие научные загадки остаются с нами в течение многих лет, и все чаще на ум приходит высказывание Вигнера: важные проблемы в физике редко находят решение, они или забываются или объявляются неинтересными. Хочется надеяться, что достаточное внимание к проблеме поможет, наконец, избавиться от наваждения вигнеровского высказывания».

Действительно, несмотря на то, что изучение пятен всегда было одной из приоритетных тем солнечной физики, несмотря на достижения локальной гелиосейсмологии (ЛГС) и успехи, связанные с численным 3D-моделированием процесса образования пятна [Rempel, 2012], в физике солнечных пятен до сих пор остаются без ответа вопросы, принципиально важные для понимания природы этих образований. Перечислим некоторые из них.

1. Солнечные пятна — долгоживущие, а, следовательно, — достаточно устойчивые магнитные структуры. Чем обусловлена их устойчивость в целом? Магнитное поле в пятне сжато, его энергия повышена, значит, оно не может обеспечить устойчивость системы. Подфотосферные, сходящиеся к пятну течения плазмы слишком слабы: по данным ЛГС их скорости не превышают 1 км/с [Kosovichev, 2006; Kosovichev, 2009; Kosovichev, 2012], поэтому проблему устойчивости пятен они также не решают (см. анализ ниже).

2. Почему напряженность магнитного поля пятен ограничена узким интервалом примерно от 0.6–0.7 до 3–4, крайне редко — 5–6 кГс [Livingston et al., 2006], и никогда не наблюдалось пятен с полем, например, в 50 или 100 кГс, хотя равновесие таких полей теоретически кажется возможным?

3. Магнитное поле в пятнах малого размера со слабо развитой или отсутствующей полутьней систематически ниже, чем в крупных, значит, равновесное магнитное поле зависит от размера пятна. Из наблюдений эта зависимость известна, но как вывести ее из теоретической модели?

4. Почему на Солнце не наблюдается пятен очень большой площади, занимающих значительную часть диска?

5. Отчего в крупных пятнах возникают светлые мосты, делящие их на части?

6. Солнечное пятно, как достаточно обособленное и устойчивое образование, может, как целостная магнитная структура, совершать колебания около некоторого положения его равновесия. Каков период таких собственных колебаний пятна и как он зависит от напряженности магнитного поля в пятне?

7. Эффективная температура пятна ниже фотосферной примерно на 2000 К, а его магнитное поле много выше фонового поля активной области. Согласно [Parker, 1979a] пятно — кластер отдельных, тесно сжатых боковым давлением окружающей среды, магнитных трубок (рис. 1). Но как далеко, до каких глубин такое сильное вертикальное поле с холодной плазмой проникает в конвективную зону Солнца? Каково строение подфотосферных слоев пятна?

Задача данной работы — обсудить основные физические свойства солнечных пятен как целостных магнитных структур и найти ответы на поставленные выше вопросы в рамках физической модели солнечного пятна, основанной на данных ЛГС и на термодинамическом описании магнитоплазменной системы определенной геометрической формы, погруженной во внешнюю гидростатическую среду с известными свойствами.

## 2. Образование солнечного пятна и его подповерхностная структура

Долгое время некоторым ответом на последний из поставленных выше вопросов служила модель Паркера [Parker, 1979a; Parker, 1979b], рис. 1, но в последние годы благодаря успехам ЛГС [Kosovichev et al., 2000; Zhao et al., 2001; Kosovichev, 2006; Kosovichev, 2009; Kosovichev, 2012] ситуация несколько прояснилась. Оказалось, что на глубине около 3.5–4 Мм в трубке пятна имеет место резкий переход от газа более холодного, чем фотосфера, к зоне горячей плазмы, перегретой по сравне-



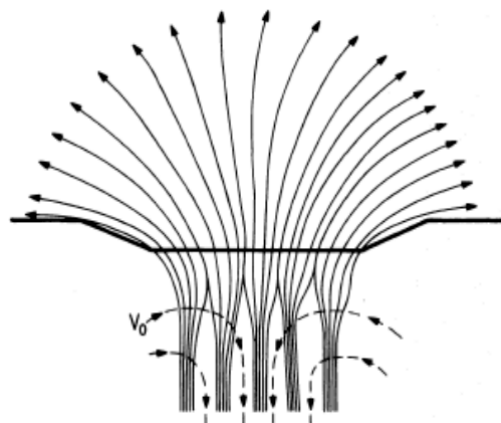


Рис. 1. Магнитное поле пятна по Паркеру [Parker, 1979a] (тонкие линии). Толстые линии — наблюдаемая поверхность с выраженной вильсоновской депрессией. Магнитная силовая трубка пятна, начиная с глубин в несколько сотен километров, разделяется на отдельные вертикальные пряди, между которыми могут существовать течения плазмы, создающие некоторое дополнительное динамическое сжатие

нию с окружающей средой не менее, чем на 1000 К. Чтобы понять происхождение этой перегретой зоны под пятном обратимся к процессу образования пятна, учитывая, что численное 3D-моделирование этого процесса [Rempel, 2012] подтверждает действенность основного эффекта — подавление конвекции сильным вертикальным полем. (В полутени пятна, где поле почти горизонтально, магнитоконвекция приводит к формированию сложной волокнистой структуры и радиальных течений плазмы).

Качественно, процесс образования пятна представляется следующим образом. Образованию пятна, как правило, предшествует всплытие нового магнитного потока, и на первых порах область появления нового потока (это область всплытия вершины крупномасштабной магнитной петли, расщепленной на множество тонких волокон) представлена на магнитограммах сложной мешаниной полей различной полярности. Постепенно, по мере всплытия боковых ветвей «родительской» магнитной петли, в этой области начинается разделение полярностей, которое приводит к появлению типичной биполярной структуры. В той части фотосферы, где вертикальное магнитное поле  $B_z$  превысит поле равнораспределения  $B_{eq}$ , конвективный перенос тепла замедляется, и вся эта область оказывается в «тепловой яме». ( $B_{eq}$  — максимальное значение  $B_z$ , при котором в среде с плотностью  $\rho_0$  еще возможна обычная циркуляционная конвекция;  $B_{eq} \approx \sqrt{4\pi\rho_0 V_{conv}^2} \approx 200$  Гс для наблюдаемых слоев фотосферы). Температура фотосферной плазмы здесь начинает понижаться вследствие подавления конвективного переноса и между внешней средой и областью тепловой депрессии возникает горизонтальный перепад газовых давлений:  $(P_{ex} - P_{in}) > 0$ . Этот градиент давлений ведет к боковому сжатию данной области и необратимому росту магнитного поля в ней. В реальных условиях магнитное поле неоднородно, его поток концентрируется в отдельных вертикальных трубках (филаментах), внутри которых напряженность поля повышена, и потому подавление конвекции и охлаждение вследствие лучистого высвечивания идет здесь особенно эффективно (рис. 2). Быстрое высвечивание верхних частей сильных магнитных трубок, их взаимное сближение и общее радиальное сжатие разностью газовых давлений  $(P_{ex} - P_{in}) > 0$  составляет первую фазу образования пятна, в окрестности которого с самого начала возникают слабые радиальные течения газа, направленные к пятну (рис. 2).

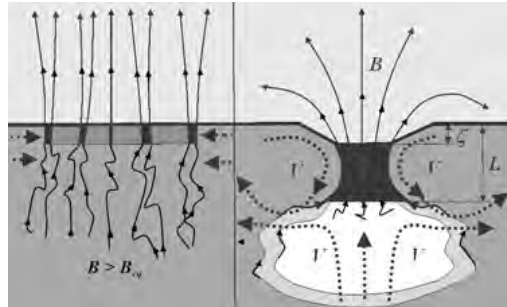


Рис. 2. Стадии формирования солнечного пятна. *Слева*: в области, где вертикальное поле превышает поле равнораспределения  $B_{eq}$ , конвекция тормозится, создается зона тепловой депрессии. Верхние части трубок с сильным магнитным полем, а также промежутки между ними, охлаждаются и сжимаются к центру разностью газовых давлений. *Справа*: сжатие пятна останавливается, формируется вильсоновская депрессия, подфотосферные течения газа с глубиной меняют знак и, встречая у верхнего края горячей зоны (выделена белым), восходящие потоки газа, получают от них поддерживающий импульс

По мере радиального сжатия зоны тепловой депрессии и слияния все большего числа магнитных трубок в единый кластер-пятно, его вертикальное магнитное поле растет, достигая равновесных значений, конвекция в пятне практически полностью подавляется (за исключением специфической колебательной конвекции [Обридко, 1985]), действует в основном лучистый перенос. Эффективная температура пятна падает до 3700–4000 К. Однако на определенной глубине, примерно равной 2–4 Мм (см. ниже рис. 3 и соответствующее обсуждение), плотность кинетической энергии конвективных движений, имеющих, как и крупномасштабные регулярные течения в окрестности пятен, скорость около 1 км/с, сравнивается с величиной магнитного

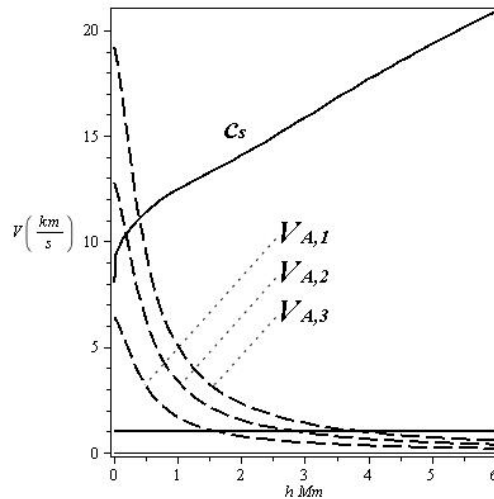


Рис. 3. Зависимости скорости звука (верхняя сплошная кривая) и альвеновских скоростей (штриховые линии) в подфотосферных слоях от глубины, рассчитанные по модели [Stix, 2004]. Здесь  $V_{A,1}$  соответствует напряженности поля 2 кГс,  $V_{A,2}$  — полю 4 кГс,  $V_{A,3}$  — 6 кГс. На глубинах от 2 до 4 Мм кривые для альвеновских скоростей опускаются ниже характерного уровня 1 км/с (сплошная горизонтальная линия)

давления и, начиная с этих глубин, конвективный перенос уже не подавляется магнитным полем и действует достаточно эффективно. Конвективный поток тепла не получает здесь выхода наверх, туда, где образовалась магнитная трубка пятна с холодной плазмой и сильным полем, действующая как своеобразная крышка. Это и ведет к тому, что поток тепла, переносимый конвекцией снизу вверх, блокируется вышележащим пятном и концентрируется под ним, образуя на глубине около 4 Мм обширную горячую зону. Здесь газ, перегретый по сравнению с окружающей средой на том же уровне, оказывается более легким, и в этой зоне возникают восходящие потоки газа, которые, не находя пути наверх, растекаются в стороны (рис. 2). При этом они вступают в контакт с теми течениями газа, которые естественным образом возникли в приповерхностных слоях вокруг пятна еще в момент формирования (радиального сжатия) магнитной трубки пятна: эти течения направлены к пятну в неглубоких подфотосферных слоях, но с глубиной, меняя знак, уходят от пятна (рис. 2). У верхней кромки горячей зоны они встречают идущие снизу восходящие и расходящиеся в стороны течения газа из области перегрева, которые постоянно поддерживаются конвективным переносом. Эти течения передают в области указанного контакта часть своего импульса вышележащим потокам того же знака, «подкручивая» их. За счет этого взаимодействия вся картина крупномасштабных течений газа в подфотосферной окрестности пятна стабилизируется (рис. 2).

Таким образом, солнечное пятно формируется как результат 3-х основных физических процессов.

1. Интенсивное охлаждение (от  $T_{\text{eff}} = 5800$  К до  $T_{\text{eff}} = 3700\text{--}4200$  К) верхних, фотосферных частей магнитных силовых трубок в зоне тепловой депрессии, создаваемой торможением конвективного переноса магнитным полем.

2. Поперечное сжатие и взаимное сближение холодных частей образующих пятно трубок давлением окружающей среды — пятно формируется как локальная перетяжка магнитного поля в подфотосферном слое, окруженная слабыми, сходящимися к пятну радиальными течениями. Уменьшение тепловой энергии пятна ведет к росту его магнитной энергии за счет работы сил внешней среды в процессе сжатия.

3. Одновременно с охлаждением (высвечиванием) плазмы пятна происходит перераспределение массы газа по вертикали: возникает дефицит плотности газа в магнитной «воронке» над пятном и создается некоторый ее избыток на уровне нижней границы пятна, на глубине  $L$ . Так формируется, наряду с тепловой, геометрическая (вильсоновская) депрессия солнечного пятна и тем самым понижается его гравитационная энергия (см. ниже раздел 6).

Следует подчеркнуть, что открытие методами ЛГС перегретой зоны под пятном фактически было предсказано еще в работах Пономаренко [Ponomarenko, 1972] и Паркера [Parker, 1974], а в монографии [Обридко, 1985] эта идея была четко сформулирована даже во Введении этой книги, как одно из основных свойств солнечного пятна.

Наличие вокруг магнитной трубки пятна (на уровне той ее части, где содержится наиболее холодная плазма и сильное поле) сходящихся к пятну регулярных течений плазмы (*colar*) позволяет предположить, что эти течения играют определяющую роль в поддержании равновесия и устойчивости пятна [Hurlburt, Rucklidge, 2000; Kosovichev, 2006]. Так ли это? Для того чтобы течения газа, имеющие скорость  $V$ , вносили заметный вклад в баланс давлений, необходимо выполнение условия  $\rho V^2/2 \approx P$  или, что то же самое,  $V^2 \approx c_s^2$ , где  $c_s^2 = \gamma P/\rho = \gamma \text{Re} T/\mu$  — квадрат скорости звука. Рис. 3 показывает, как, согласно модели конвективной зоны Стикса [Stix, 2004], растет с глубиной звуковая скорость. В фотосфере  $c_s = 8$  км/с, а на глубине 6 Мм она уже более 20 км/с. Поскольку скорость подповерхностных течений вблизи пятна, согласно [Kosovichev, 2006; Kosovichev, 2009; Kosovichev, 2012], не превышает

1 км/с (на рис. 3 этот уровень отмечен сплошной горизонтальной линией), то получается, что в фотосфере и ниже с большим запасом выполняется условие  $V^2 \ll c_s^2$ . Следовательно, подповерхностные крупномасштабные течения плазмы, выявляемые методами ЛГС в окрестности пятна, не играют заметной роли в обеспечении его равновесия и устойчивости (хотя ниже, в условии поперечного равновесия (19) мы их малый вклад формально учтем). Однако само наличие данных потоков и характерная для них геометрия служат важным индикатором (маркером!) геометрической структуры магнитного поля в глубоких слоях пятна. Они показывают, что

1) в области сходящихся к пятну течений магнитная трубка пятна, сжатая с боков разностью газовых давлений, имеет компактную форму (магнитный кластер Паркера);

2) в области расходящихся течений ( $h \geq L$ ) магнитная трубка пятна должна с глубиной резко расширяться.

Течения плазмы могут заметно влиять на геометрическую структуру магнитного поля, если  $\rho V^2/2 \geq B^2/8\pi$  или  $V^2 \geq V_A^2$ , где  $V_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$  — альвеновская скорость. Рис. 3 показывает как вследствие роста плотности в конвективной зоне быстро падает с глубиной альвеновская скорость для трех случаев:  $V_{A,1} = 2 \cdot 10^3$  Гс/ $\sqrt{4\pi\rho(h)}$ ,  $V_{A,2} = 4 \cdot 10^3$  Гс/ $\sqrt{4\pi\rho(h)}$  и  $V_{A,3} = 6 \cdot 10^3$  Гс/ $\sqrt{4\pi\rho(h)}$ .

Как видно, на глубине 4 Мм даже поле с напряженностью 6 кГс будет подвержено как влиянию регулярных течений, имеющих скорость около 1 км/с, так и конвективному запутыванию турбулентными пульсациями, которые имеют ту же характерную скорость. Крупномасштабные течения газа на этом уровне носят по данным ЛГС расходящийся характер, значит, и магнитная трубка пятна здесь также должна испытывать резкое боковое расширение (рис. 2 и 4).

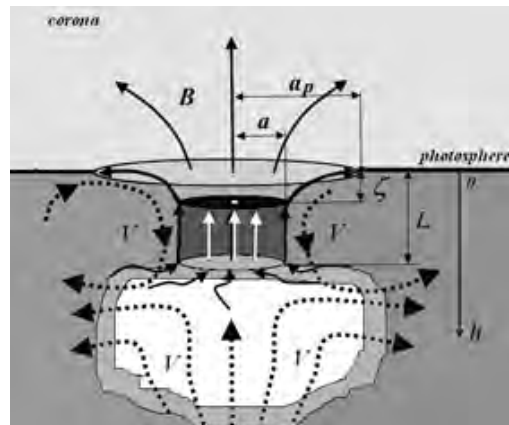


Рис. 4. Магнитная структура круглого униполярного солнечного пятна. Тороидальные течения плазмы в его окрестности (пунктирные линии) подкручиваются вблизи верхней кромки перегретой зоны под пятном (выделена белым) восходящими и расходящимися в стороны стационарными течениями из этой зоны. На рисунке  $\zeta$  — глубина геометрической депрессии,  $L$  — глубина НГП,  $a$  — радиус тени,  $a_p$  — радиус пятна с полутенью. При  $\zeta < h < L$  получается магнитный цилиндр Паркера. Белая точка в центре тени пятна — положение максимального отсчета  $B_0$

Детальный теоретический анализ условий поперечного равновесия вертикальной магнитной силовой трубки переменного сечения показал [Solov'ev, Kirichek, 2009], что если даже отвлечься от наличия в горячей зоне под пятном расходящихся течений газа, то и тогда равновесие такой магнитной трубки у верхней кромки перегретой

зоны оказывается возможным лишь при условии, что на этом уровне она очень резко расширяется в стороны по мере нарастания глубины. При переходе от холодного газа пятна к перегретой зоне разность давлений  $P_{ex} - P_{in}$  меняет знак, здесь она уже не сжимает трубку пятна, а распирает ее изнутри. (На глубине 4–4.5 Мм разность  $P_{in} - P_{ex}$  при перегреве на 1000 К составляет  $(1-2) \cdot 10^7$  дин/см<sup>2</sup>, что примерно на два порядка превышает давление магнитного поля в пятне). Поэтому только в конфигурации с очень резким боковым расширением, за счет большого значения производной от радиального магнитного натяжения по  $z$ , удастся скомпенсировать огромную разность газовых давлений  $P_{in} - P_{ex}$  между перегретой магнитной силовой трубкой пятна и окружением, и тем самым обеспечить ее равновесие у верхнего края подстилающей холодной пятно горячей зоны.

Таким образом, оба эффекта — большая положительная разность давлений  $P_{in} - P_{ex}$  и расходящиеся течения газа, действуя в одном направлении, ведут к одному и тому же результату — очень резкому расширению магнитной трубки пятна у верхнего края горячей зоны. Магнитное поле, начиная с указанного уровня, быстро ослабевает вглубь, запутывается конвекцией и теряет регулярную структуру, так что его вклад в общую энергетику пятна становится пренебрежимо малым [Solov'ev, Kirichek, 2009].

По этой причине уровень с глубиной  $L \approx 4$  Мм можно рассматривать в качестве **нижней границы пятна (НГП)**, как обособленной структуры с относительно холодной плазмой и сильным магнитным полем, четко отделенной от окружающей среды не только с боков, но и снизу. Подчеркнем, что для магнитного поля эту нижнюю границу пятна надо понимать именно в энергетическом смысле: благодаря условию  $\text{div}\mathbf{B} = 0$ , вертикальная составляющая поля здесь не обращается в нуль,  $B_n|_{h=L} \neq 0$ , магнитные силовые линии, разумеется, не «обрываются» на уровне  $h = L$ , а продолжают дальше, вниз, в более глубокие слои, но уже в сильно ослабленном, запутанном конвекцией виде (рис. 4).

Теоретически представление о существовании НГП было введено в работах [Соловьев, 1976а; Соловьев, 1976b; Соловьев, 1984а; Соловьев, 1984b], но только после появления данных ЛГС о своеобразии температурного режима под пятном, о существовании на уровне  $L \approx 4$  Мм резкого скачка температуры, понятие НГП получило серьезное наблюдательное подтверждение. Теперь можно уверенно утверждать, что паркеровская модель вертикальных магнитных трубок (жгутов), сжатых в пятне разностью газовых давлений между холодным пятном и горячей окружающей средой, удовлетворительно описывает магнитную структуру пятна в диапазоне глубин от наблюдаемых слоев до  $h = L$ , но далее в слое толщиной всего несколько сотен километров магнитный поток пятна резко переходит в расширяющуюся с глубиной магнитную трубку, обратным влиянием которой на энергетику пятна уже можно пренебречь [Solov'ev, Kirichek, 2009].

Паркеровская модель предполагает разделение магнитного потока пятна на отдельные вертикальные волокна (рис. 1). Концентрация одного и того же потока в нескольких отдельных трубках увеличивает магнитную энергию системы по сравнению с однородным распределением на множитель  $\eta^{-1}$ , где  $\eta$  — фактор заполнения, т. е. доля площади тени пятна, занятой филаментами с сильным полем. По оценке [Обридко, 1985] яркие точки в тени пятна, наличие которых и привело Паркера к идее кластерной модели пятна, занимают около 5% (т. е.  $\eta \approx 0.95$ ), но современные снимки тени пятен с высоким разрешением показывают, что эту оценку надо увеличить минимум вдвое, тем более, если иметь в виду слои более глубокие, чем непосредственно наблюдаемые. Поэтому мы примем для численных расчетов  $\eta \approx 0.9$  и варьировать этот параметр не будем, поскольку на сегодня надежных наблюдательных оценок для него нет.

### 3. Структура магнитного поля солнечного пятна

Наблюдения с высоким пространственным разрешением показывают, что в тени солнечного пятна и, тем более, в его полутени магнитное поле имеет тонкую магнитную структуру (с масштабом порядка 100 км и менее). Однако мы в нашей модели, исследуя наиболее общие, основные свойства солнечного пятна, будем рассматривать его строение в целом, мысленно проводя пространственное усреднение по масштабу порядка 300 км. В этом приближении магнитное поле пятна имеет достаточно гладкую регулярную структуру. Будем также пренебрегать скрученностью поля ( $B_\varphi^2 \ll B_z^2, B_r^2$ ), поскольку, как показывают наблюдения, обычно магнитное поле пятна в целом если и скручено, то очень слабо. Конфигурация солнечного пятна, которую мы намерены исследовать, представлена на рис. 4 более детально, чем на схеме рис. 2. В соответствии с ним, предполагается, что на интервале глубин от  $\zeta$  до  $L$  применима модель Паркера: поле магнитного цилиндра однородно по высоте, но несколько неоднородно по сечению, имея фактор заполнения  $\eta = 0.9$ . На боковой поверхности трубки пятна  $B_n = 0$ . Аналогичное условие для скорости может и не выполняться (рис. 1), но, поскольку мощность подфотосферных течений мала, этот факт не существен.

### 4. Основные уравнения и постановка задачи

Рассмотрим равновесие и устойчивость конфигурации, изображенной на рис. 4, в рамках идеальной магнитогидростатики, определяемой уравнениями

$$0 = -\nabla P + c^{-1} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] - \rho g \mathbf{e}_z, \quad (1)$$

$$\text{rot} \mathbf{B} = 4\pi c^{-1} \mathbf{j}, \quad \text{div} \mathbf{B} = 0 \quad (2)$$

и уравнением состояния идеального газа (обозначения традиционные)

$$P = \rho T \mathfrak{R} \mu^{-1}. \quad (3)$$

(Используем цилиндрическую систему координат  $r, \phi, z$  с осью  $z$ , направленной вертикально вверх). Будем считать систему осесимметричной (круглое пятно) и использовать термодинамический подход к ее описанию [Соловьев, 1976а], эквивалентный известному вариационному принципу [Шафранов, 1984, с. 105]. Для этого нам необходимо найти аналитическое выражение для полной энергии солнечного пятна  $E$ , включая магнитную, гравитационную, тепловую энергии, а также энергию обжаривания пятна внешней средой, а затем рассчитать, как частные производные от  $E$ , силы, сопряженные двум обобщенным координатам: радиусу сечения магнитной силовой трубки пятна  $a$  (или, что тоже самое, радиусу тени пятна) и ее длине  $L$  (или глубине НПП). Граничные условия задачи: на боковой поверхности магнитной трубки пятна  $B_n = 0$ , верхняя граница открыта, а на нижнем срезе  $B_n|_{h=L} \neq 0$ , но вклад в энергетику пятна более глубоких слоев, в которых магнитное поле резко ослаблено и запутано, ограничен вкладом тонкого переходного слоя.

## 5. Магнитная энергия солнечного пятна

### 5.1. Аналогия с магнитным полем круглого соленоида

В первом приближении магнитное поле униполярного солнечного пятна близко к полю круглого соленоида соответствующих размеров (рис. 5, слева). Магнитную энергию соленоида длины  $L$  и радиуса сечения  $a$  можно, используя известные



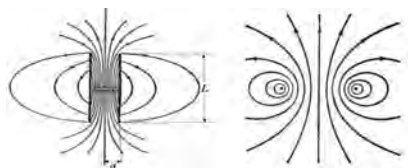


Рис. 5. Магнитное поле круглого соленоида (слева) и кругового витка с током (справа). Геометрия поля соленоида с большим отношением  $a/L$  близка к геометрии магнитного поля витка с током

формулы [Яворский, Детлаф, 1964], представить в виде

$$E_{\text{solenoid}}^{\text{mag}} = k(a, L) 4B_T^2 (8\pi)^{-1} \pi a^2 L. \quad (4)$$

Здесь  $B_T$  — напряженность магнитного поля на оси соленоида на уровне его торцов (для длинного соленоида эта величина в два раза меньше поля на оси соленоида в его центральной части, т. е. внутри соленоида на расстоянии  $0.5L$  от его торцов,  $B_0 = 2B_T$ ). Структурная функция  $k(a, L) \equiv k(a/L)$ , аргументом которой служит отношение радиуса сечения соленоида к его длине, получается путем численных расчетов, поскольку пространственное распределение магнитного поля описывается эллиптическими интегралами. Она дается в справочнике ([Яворский, Детлаф, 1964], с. 422) в виде таблицы (табл. 1).

Таблица 1

Структурная функция соленоида

$a/L$	5	1	0.5	0.2	0.05
$k(a/L)$	0.2	0.5	0.6	0.9	$\approx 1$

Из формулы (4) и таблицы видно, что когда  $a \ll L$  и  $k(a/L)$  стремится к 1, выражение для магнитной энергии (4) принимает особенно простой вид  $E_{\text{sol}}^{\text{mag}} = B_0^2 (8\pi)^{-1} \pi a^2 L$ , показывающий, что для соленоидов малого диаметра практически вся их магнитная энергия сосредоточена в объеме соленоида  $\pi a^2 L$ . Чем ближе  $k(a/L)$  к единице, тем более компактным оказывается распределение магнитного поля. В другом предельном случае, при  $a \gg L$ , функция  $k$  падает,  $B_T \rightarrow B_0$ , и магнитное поле соленоида по своей геометрической форме приближается к полю кругового витка с током (рис. 5, справа). В этом случае почти вся энергия магнитного поля соленоида (или витка) сосредоточена вне объема  $\pi a^2 L$ . Структурная функция  $k$  определяется только отношением  $a/L$ , т. е. магнитное поле соленоида самоподобно. По-видимому, это же самоподобие присуще и магнитному полю солнечного пятна (см. рис. 3 в работе [Parker, 1979a], хотя аналитического выражения данная идея у него не получила). Нам это свойство представляется важным, и ниже, при расчете структурной функции для пятна, мы будем его использовать. Сравнение конфигураций на рис. 4 и 5, показывает, однако, что магнитное поле солнечного пятна имеет структурные отличия от поля соленоида. Прежде всего, в подфотосферных слоях, начиная с глубин  $h \geq \zeta$ , трубка пятна достаточно однородна по высоте (модель Паркера, рис. 1), в отличие от поля длинного соленоида, у которого заметная часть магнитного потока уходит из объема соленоида через его боковые поверхности (рис. 5, слева), что не характерно для пятна: уход магнитного потока из объема  $\pi a^2 L$  имеет место только на торцах пятна. О том, что поле пятна на глубинах  $\zeta \leq h < L$  достаточно однородно по вертикали свидетельствуют и данные ЛГС, согласно которым столб холодной плазмы в пятне на этом интервале высот не имеет заметной перетяжки



посередине (об этом же свидетельствуют и сходящиеся к пятну потоки газа на уровне  $0 < h \leq \zeta$ ).

Таким образом, основное отличие касается распределения поля вне объема  $\pi a^2 L$ : магнитное поле даже крупного солнечного пятна ближе по своей геометрии к полю соленоидов с небольшим отношением  $a/L$ . Если в соленоидах большого диаметра, магнитное поле которых, как уже было сказано, близко к полю кругового витка с током (рис. 5, *справа*), преобладающая часть магнитной энергии находится вне объема  $\pi a^2 L$ , то в солнечных пятнах в этом объеме сосредоточена основная часть магнитной энергии. Иными словами, магнитное поле большого солнечного пятна устроено более компактно, чем поле соленоида большого радиуса. Кроме того, что с боковых поверхностей магнитной трубки пятна магнитный поток, в отличие от соленоида, не уходит наружу, магнитное поле пятна сильно поджато снизу (рис. 4), что почти в два раза уменьшает долю магнитной энергии вне объема  $\pi a^2 L$ .

## 5.2. Некоторые важные эмпирические соотношения

Прежде чем приступить к выводу формулы для магнитной энергии пятна, обратимся к анализу некоторых эмпирических соотношений. Далее мы столкнемся с такой существенной характеристикой пятна, как отношение его полной площади (включая полутень) к площади тени,  $q = a_p^2/a^2$ , которое, вообще говоря, зависит от размера пятна и/или от его магнитного потока. Зависимости отношения  $q$  (или обратной ему величины) от площади пятна посвящено немало исследований, начиная еще с классических работ 1930-х годов [Nicholson, 1933; Waldmeier, 1939], которые для достаточно больших пятен с хорошо развитой полутенью получили в среднем значение  $q$  около  $(2.39)^2 = 5.7$  со значительным разбросом от примерно 4 до 9. В работе [Vaquero et al., 2005] по данным de la Rue за 1862–1866 гг. было найдено значение 4.92. Согласно работе [Brey, Loughhead, 1964], это отношение составляет в среднем около  $1/0.17 = 5.88$ , а по Аллену [Аллен, 1977] несколько меньше, 5.76. В работе [Antalova, 1991] используются значения от 4.5 до 7.7. Для пятен очень малого размера и пор, у которых полутень, как область, с радиальными течениями Эвершеда и почти горизонтальным магнитным полем, очень узка или вообще отсутствует, надо положить, как подчеркивалось еще в работе ([Waldmeier, 1939], см. рис. 5 в этой работе и комментарии к нему), что  $a_p \approx a$ , т. е.  $q \rightarrow 1$ . Очевидно,  $q(x)$  представляет собой функцию, монотонно и быстро растущую от 1 и достигающую насыщения на уровне около 6–7. Следует подчеркнуть, что  $q(x)$ , по-видимому, должна быть близка к насыщению уже при относительно небольших площадях пятна, порядка 100 миллионов долей полусферы (м. д. п.) (это соответствует значениям  $x \equiv a/L \approx 1$ ), поскольку в некоторых работах среднее значение  $q(x)$  для относительно малых пятен оказывается иногда даже несколько выше, чем для крупных [Brandt et al., 1990]. Недавно Тлатов [Тлатов, 2012] провел большое статистическое исследование зависимости отношения площади тени пятна от его полной площади по данным Кисловодской станции за 2010–2012 гг. (учтено более 5500 пятен) и получил, что в больших ( $> 1000$  м. д. п.) пятнах это отношение выходит на асимптоту, которая составляет около 0.16 (т. е.  $q(x) \rightarrow 6.25$ ), но уже при площади пятна около 100 м. д. п. ( $x \approx 1$ ) равно примерно 0.18–0.19 (т. е.  $q(1) \approx 5.4$ ). Для очень малых пятен  $q(x)$  стремится к 1 в соответствии с его геометрическим смыслом. Результат Тлатова в целом хорошо согласуется с имеющейся в литературе совокупностью данных, поэтому, с учетом вышеизложенного, примем для  $q$  следующую простую зависимость от параметра подобия  $x = a/L$

$$q \equiv a_p^2/a^2 = 6 - 5 \exp(-2x^2). \quad (5)$$

Согласно (5)  $q(0) = 1$ ,  $q(1) = 5.32$ ,  $q(x \gg 1) = 6$ .

Однако с равным основанием мы можем считать, что отношение  $q$  является функцией не размера пятна, а его магнитного потока ( $\Phi \sim x^2 B_0$ ), как основного физического параметра системы

$$q(\Phi) \equiv a_p^2/a^2 = 6 - 5 \exp(-x^2 B_0(x)), \quad (6)$$

где  $B_0$  — поле в центре пятна, выраженное в килогауссах. Как будет показано ниже, с физической точки зрения зависимость типа (6) предпочтительнее.

Важнейшее эмпирическое соотношение для солнечных пятен — зависимость их магнитного поля от размера (от радиуса или от площади). Именно эту зависимость мы хотим, в первую очередь, вывести теоретически из обсуждаемой модели пятна. По-видимому, первым из наблюдений эту зависимость в виде кривой, плавно растущей с площадью пятна  $A$  и достигающей насыщения со значением  $B_0 = 2700 \pm 300$  Гс при  $A \geq 300$  м. д. п., была получена еще в работе [Nicholson, 1933], несколько позже в работе [Hale, Nicholson, 1938] (их данные приведены в книге Аллена [Аллен, 1977] в виде таблицы), и затем в работе [Houtgast, van Sluifers, 1948], которые представили данные своих наблюдений в аналитической форме:  $B_0^{obs}(a) = 3700A/(A + 66)$  Если здесь перейти от специфических единиц м. д. п.

к  $(\text{Мм})^2$ , мы получим  $B_0^{obs}(a) = \frac{3700a_p^2/(8 \text{ Мм})^2}{1 + a_p^2/(8 \text{ Мм})^2}$ . Как видим, единица масштаба для радиуса всего пятна с полутенью  $a_p$  равна 8 Мм. Переписав эту формулу через  $x = a/L$  и приняв  $L = 4$  Мм, получим  $B_0^{obs}(x) = 3700 \cdot 0.25x^2 q(x)/(1 + 0.25x^2 q(x))$ . На рис. 6 она изображена штрих-пунктирной линией. Недостаток этого распределения в том, что оно дает нереалистичный ход зависимости  $B_0^{obs}(x)$  для малых пятен, очевидно, неучтенных при ее построении  $B_0^{obs}(x) \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow 0$ . Это противоречит как наблюдениям малых пятен, так и теоретическим расчетам, приведенным ниже, согласно которым магнитное поле в пятне (поре) не должно быть ниже примерно 650 Гс. На этом же рис. 6 показаны взятые из [Аллен, 1977] точки, полученные

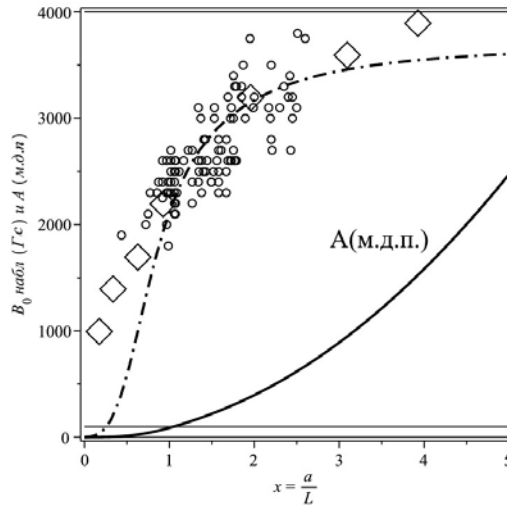


Рис. 6. Наблюдательные данные о зависимости напряженности поля в пятне от его радиуса, приведенного к масштабу  $L = 4$  Мм. Штрих-пунктирная линия — зависимость [Houtgast, van Sluifers, 1948], представленная аналитически как функция переменной  $x$ . Ромбики — данные [Hale, Nicholson, 1938]; кружки — данные [Antalova, 1991]; сплошная тонкая линия — площадь всего пятна с полутенью в единицах м. д. п.

в работе [Hale, Nicholson, 1938]. Существует целый ряд более поздних работ (например, [Pevtsov et al., 2014]), в которых исследуется вид зависимости  $B_0^{obs}(x)$ , но все они дают практически одно и то же: плавно возрастающую с ростом размера пятна от значений 600–800 Гс кривую типа тех, что получены в указанных выше работах, растущую на большей части рассматриваемого интервала как  $\sqrt{x}$  или  $\ln x$ , но выходящую на насыщение в области около 4000 Гс. В качестве типичного примера на рис. 6 приведены данные Анталовой [Antalova, 1991]. Горизонтальная асимптота в 4 кГс для такого рода зависимостей здесь возникает неизбежно, поскольку количество солнечных пятен с напряженностью магнитного поля более 4 кГс статистически ничтожно.

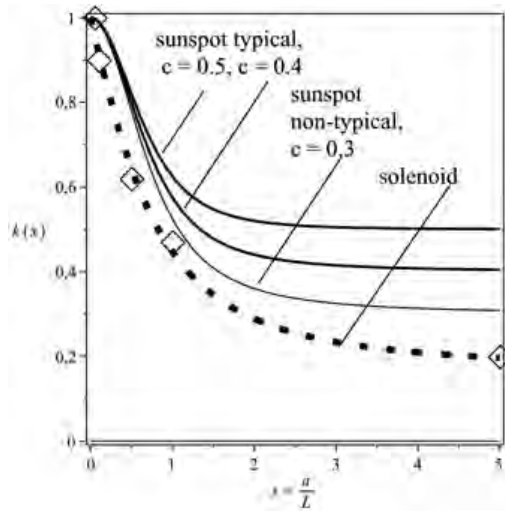


Рис. 7. Функция  $k(x)$  для круглого соленоида и для солнечного пятна. Значения  $k(x)$  для соленоида отмечены ромбиками и соответствующая им аппроксимация — пунктирной линией. Верхние сплошные линии — функция (8) при типичных значениях  $c = 0.5, 0.4$ . Ниже — более тонкая сплошная линия — та же функция при  $c = 0.3$ . Функция  $k(x)$  для пятна проходит выше, чем для соленоида, поскольку магнитное поле пятна более компактно

### 5.3. Расчет энергии магнитного поля солнечного пятна

В соответствии с сказанным выше, магнитную энергию пятна с напряженностью магнитного поля  $B_0$ , регистрируемого в центре тени (максимальный отсчет), будем представлять в форме, аналогичной (4),

$$E_{\text{mag}}(\text{sunspot}) = k(x) B_0^2 (8\pi\eta)^{-1} \pi a^2 L, \quad (7)$$

но с учетом того, что для пятна структурная функция  $k(x)$  должна проходить заметно выше (ближе к единице), чем кривая для соленоида тех же размеров. Эту функцию мы будем рассчитывать, исходя непосредственно из геометрии магнитного поля пятна, изображенной на рис. 4. Магнитная энергия пятна, как величина аддитивная, складывается из энергии  $E_1^{\text{mag}}$ , заключенной в объеме цилиндра  $\pi a^2(L - \zeta)$ ,  $E_2^{\text{mag}}$  — в области вильсоновской депрессии, а также энергий, запасенных над уровнем фотосферы,  $E_3^{\text{mag}}$ , и вблизи нижнего торца пятна  $E_4^{\text{mag}}$ :  $E_{\text{mag}} = E_1^{\text{mag}} + E_2^{\text{mag}} + E_3^{\text{mag}} + E_4^{\text{mag}}$ . Очевидно,  $E_1^{\text{mag}} = \frac{L - \zeta}{8\pi\eta} \int_0^a B_z^2(r) 2\pi r dr$ . Учитывая, что глубина вильсоновской депрессии пятна на порядок меньше  $L$  и вертикальный спад поля в области магнитной

воронки частично компенсируется ростом ее сечения с высотой за счет сохранения магнитного потока, мы без заметной погрешности можем считать, что малая добавка  $E_2^{\text{mag}}$  пропорциональна  $E_1^{\text{mag}}$ , т. е.  $E_2^{\text{mag}} = \frac{\zeta}{8\pi\eta} \int_0^a B_z^2(r) 2\pi r dr$ . Тогда сумма  $E_1^{\text{mag}} + E_2^{\text{mag}}$  составит  $\frac{L}{8\pi\eta} \int_0^a B_z^2(r) 2\pi r dr$ . Для вычисления интеграла, необходимо задать радиальный профиль магнитного поля в цилиндрической части пятна,  $B_z(r)$ , опираясь на определенную физическую аргументацию. Таким аргументом может служить то, что магнитное поле в наблюдаемых слоях круглого униполярного пятна близко к полю виртуального монополя с прямыми магнитными силовыми линиями [Solov'ev, 1982]:

$$B_z(r, z) = B_0 \frac{\omega(0)}{\omega(z)} \left( 1 + \frac{r^2}{\omega(z)} \right)^{-3/2}, \quad B_r(r, z) = B_z(r, z) \frac{r}{2} \frac{d \ln \omega}{dz},$$

где  $\omega(z) = (z + d)^2$  и  $d$  — глубина залегания монополя. На глубинах  $h \geq \zeta$  поле этого монополя должно, согласно паркеровской модели, плавно сшиваться с однородным вертикальным полем ( $B_z = B_z(r)$ ,  $B_r = 0$ ), Следовательно, радиальный профиль поля здесь должен иметь вид  $B_z(r) = B_0 (1 + bL^{-2}r^2)^{-3/2}$ , где поправочный коэффициент  $b$  учитывает небольшое отличие филлинг-фактора от 1, а также возможное отличие радиального масштаба поля пятна от вертикального  $L$ . Однако наши численные расчеты показали, что хорошее согласие теоретической модели с наблюдениями достигается и без учета этого различия. Поэтому примем  $b = 1$  и в дальнейшем этот коэффициент будем опускать, минимизируя число свободных параметров модели.

Приняв указанный вид профиля  $B_z(r)$ , получим  $E_1^{\text{mag}} + E_2^{\text{mag}} = \frac{B_0^2 L \pi a^2}{8\pi\eta} \frac{1 + 0.5x^2}{(1 + x^2)^2}$ . Что

касается  $E_3^{\text{mag}}$  и  $E_4^{\text{mag}}$ , то из соображений размерности их можно представить в виде  $E_3^{\text{mag}} = B_0^2 (8\pi)^{-1} \pi a^2 \lambda_3(x)$  и  $E_4^{\text{mag}} = B_0^2 (8\pi)^{-1} \pi a^2 \lambda_4$ , где  $\lambda_3$ ,  $\lambda_4$  — характерные шкалы высот для изменения магнитного поля над ( $h \leq 0$ ) и под пятном ( $h \geq L$ ) соответственно. Величина  $\lambda_3$  по радиоастрономическим данным составляет 3–4 Мм для больших пятен и 1–2 Мм для пятен среднего размера. Величина  $\lambda_4$ , согласно [Solov'ev, Kirichek, 2009], значительно меньше, около 0.2–0.5 Мм. Таким образом, полная магнитная энергия пятна получается равной  $E_{\text{mag}} = \frac{B_0^2}{8\pi\eta} \pi a^2 L \left[ \frac{1 + 0.5x^2}{(1 + x^2)^2} + \frac{\eta(\lambda_3 + \lambda_4)}{L} \right]$ .

Выражение в квадратных скобках — искомая функция  $k(x)$ . Для малых  $x$  она должна стремиться к 1, и, поскольку первый член в скобке стремится к 1 как  $1 + 0.5x^2$ , можно полагать, что и второй член при малых  $x$  ведет себя как  $x^2$ , а при больших  $x$  стремится к некоторой фиксированной величине, как это имеет место для соленоида. Исходя из этой аналогии, примем, что второй член в квадратной скобке имеет вид  $cx^2/(1 + x^2)$ , где  $c$  — положительная константа, равная примерно  $c = [\eta(\lambda_3(1) + \lambda_4(1))]/L \approx 0.9(2 + 0.3)/4 \approx 0.5$ . Величина  $c$  — основной фитирующий параметр нашей модели. Таким образом,  $k(x)$  для пятна в формуле (7) представлена в виде

$$k(x) = \frac{1 + 0.5x^2}{1 + 2x^2 + x^4} + \frac{cx^2}{1 + x^2}. \quad (8)$$

## 6. Гравитационная энергия солнечного пятна

Прежде чем обратиться к расчету гравитационной энергии пятна, рассмотрим простой, но весьма показательный модельный пример: равновесие вертикальной магнитной силовой трубки круглого сечения с очень слабой перетяжкой поля, поме-

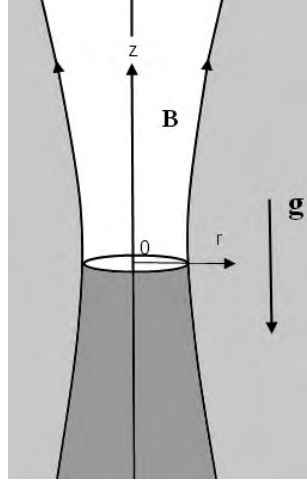


Рис. 8. Вертикальная магнитная силовая трубка со слабой перетяжкой поля в гидростатическом равновесии. В верхней части трубки, где поле падает с высотой, плотность плазмы меньше, чем в окружающей среде на том же геометрическом уровне. В нижней части, где поле растет с высотой, наоборот — плотность плазмы в трубке выше, чем снаружи

щенной в гидростатическую среду (рис. 8). При слабой перетяжке радиальное поле пренебрежимо мало  $B_r^2 \approx B_z^2 a^2 l^{-2} \ll B_z^2$ , если  $a \ll l$ , где  $l$  — характерный вертикальный масштаб перетяжки,  $a$  — радиус поперечного сечения трубки. Это следует из условия  $\text{div} \mathbf{B} = 0$ , которое в данном случае имеет вид  $r(B_z)_z' + (rB_r)_r' = 0$ . Таким образом, условие поперечного баланса плавно неоднородной тонкой силовой трубки будет таким же, как и для вертикального магнитного цилиндра  $B_z^2 = 8\pi(P_{ex} - P_{in})$ , где индексы  $in$  и  $ex$  обозначают, как и выше, величины, относящиеся к внутренней и внешней среде соответственно. Продифференцируем это выражение по  $z$  и учтем, что и снаружи, и внутри трубки (вдоль магнитных силовых линий) выполняются условия гидростатического равновесия  $(P_{ex})_z' = -\rho_{ex}g$ ,  $(P_{in})_z' = -\rho_{in}g$ . Тогда

$$\frac{\partial B_z^2}{\partial z} = 8\pi g(\rho_{in} - \rho_{ex}). \quad (9)$$

Как видим, верхняя часть трубки, где магнитное поле уменьшается с высотой, оказывается более разреженной, чем окружающая среда, а нижняя часть, напротив, — более плотной. Отсюда следует принципиально важный вывод: *гидростатическое равновесие неоднородной по высоте вертикальной магнитной силовой трубки всегда связано с некоторым перераспределением газовых масс по вертикали*. В данном случае часть массы газа «переходит» из верхней части магнитной трубки вниз, понижая гравитационную энергию системы. В солнечном пятне этот же, по сути, эффект выражен значительно резче. Из области вильсоновской депрессии, в которой поле быстро падает с высотой, почти вся масса газа уходит вниз, на уровень НГП, в область тонкого переходного слоя. На рис. 9 этот слой выделен серым цветом, толщина его заметно меньше глубины депрессии пятна, поскольку плотность газа на глубине НГП много больше фотосферной и масса, равная массе, ушедшей из фотосферных слоев пятна, будет распределена на глубине  $h = L$  в малом (по высоте) объеме. В этом слое вертикальная производная от плотности магнитной энергии положительна и очень велика [Solov'ev, Kirichek, 2009].

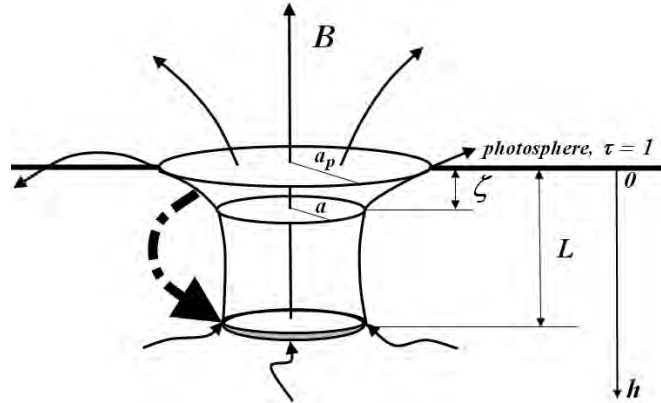


Рис. 9. В пятне часть массы газа перемещается из области вильсоновской депрессии (на рисунке ее объем для наглядности преувеличен) в тонкий переходный слой на глубину  $L$ , понижая тем самым гравитационную энергию системы. Перераспределение газа в пятне условно отмечено жирной прерывистой стрелкой

Взаимодействие пятна с полем гравитации и с внешней средой, в которую оно погружено, определяется силой тяжести  $F_g = -g \int_0^L \int_0^a \rho_{in} 2\pi r dr dh$  и наружным поверхностным интегралом от внешнего давления-обжатия. Не выписывая этот интеграл в полном виде, мы сразу разделим его на две части.

1. Интеграл по боковой поверхности магнитной силовой трубки пятна  $J_1 = 2\pi \int_0^L \Pi_{ex}(h) a(h) dh = 2\pi a L \langle \Pi_{ex} \rangle$ , где  $\Pi_{ex}$  — полное давление внешней среды, а угловые скобки означают усреднение по высоте. Величина  $\Pi_{ex}$  содержит не только газовое давление внешней среды на границе с пятном, но и динамическое давление крупномасштабных течений газа, а также давление внешнего магнитного поля на границе между магнитной трубкой пятна и внешней средой  $\Pi_{ex} = P_{ex} + 0.5\rho V^2 + B_{ex}^2 (8\pi)^{-1}$ .

2. Интеграл по нижнему торцу магнитного цилиндра на глубине  $L$ , который даст величину архимедовой силы  $J_2 = \int_0^a \Pi_{ex}(L) 2\pi r dr$ , направленной вертикально вверх. На глубине  $L \approx 4$  Мм в полном давлении  $\Pi_{ex}(L)$ , как следует из сказанного в разделе 2, определяющую роль играет газовое давление. Вклад магнитного давления и энергии течений здесь очень мал по сравнению с газовым давлением, т. е. с большой точностью  $\Pi_{ex}(L) = P_{ex}(L)$ . Но в условиях гидростатического равновесия внешней среды интеграл  $J_2$  должен быть равен весу вертикального столба газа с таким же поперечным сечением и имеющим основание на той же глубине, но находящимся далеко от пятна  $J_2 = \int_0^L g \rho_{ex} \int_0^a 2\pi r dr dh$ . Вертикальная сила, действующая на массу пятна в схеме на рис. 9, есть сумма силы тяжести и архимедовой силы. Она должна быть равна производной по  $L$  от функционала  $E_{gr} = -g \int_0^L h \int_0^a (\rho_{in} - \rho_{ex}) 2\pi r dr dh$ , который можно рассматривать в качестве гравитационной энергии пятна, как системы, погруженной во внешнюю гидростатическую среду. Этот функционал равен нулю в случае однородной по высоте магнитной трубки и отрицателен при наличии даже слабой перетяжки. Для солнечного пятна разность плотностей  $(\rho_{in} - \rho_{ex})$ , стоящая под интегралом, отрицательна только в области вильсоновской депрессии, т. е. на малых глубинах  $h \leq \zeta$ , но положительна на больших  $h \approx L$ , в той области, куда перемещается масса газа из магнитной «воронки» над видимой поверхностью пятна (рис. 9). Эта разность на глубине НГП и дает основной вклад в функционал гравитационной энергии, который, следовательно, можно записать таким образом

[Solov'ev, Kirichek, 2009]:

$$E_{gr} = -M_{ev}g(L - \zeta), \quad (10)$$

где  $M_{ev} = \int_0^\zeta \int_0^a (\rho_{ex} - \rho_{in}) 2\pi r dr dh$  — масса газа, «эвакуируемого» при установлении вертикального равновесия из магнитной «воронки» над пятном (рис. 9). Как видим, суммарная вертикальная сила, вычисляемая как производная от выражения (10) по  $L$ , оказывается равной  $-M_{ev}g$ , и в равновесии она должна быть скомпенсирована магнитными натяжениями, т. е. мы приходим к системе типа «поплавок–грузило», где роль поплавка играет магнитное поле, а роль грузила — небольшая избыточная плотность в тонком слое на глубине НГ пятна, возникающая вследствие формирования вильсоновской депрессии в фотосфере.

Для расчета массы  $M_{ev}$  надо знать, как отличается плотность газа над пятном от соответствующего значения плотности в окружающей среде на том же геометрическом уровне и какова геометрическая форма области вильсоновской депрессии. Согласно формуле (9) разность  $(\rho_{ex} - \rho_{in})$  всюду в объеме магнитной воронки положительна, поскольку здесь  $(B^2)_z < 0$ . Однако использовать для ее расчета формулу (9), которая получена для слабой перетяжки поля в пренебрежении радиальным полем, нельзя. Здесь необходимы прямые модельные оценки. Величину разности  $\rho_{ex} - \rho_{in}$  можно оценить для двух уровней. На уровне фотосферы,  $h = 0$ , очевидно  $\rho_{in} \ll \rho_{ex}$ , поэтому здесь  $(\rho_{ex} - \rho_{in}) \approx \rho_{ex} = \rho_0$ , где  $\rho_0$  — плотность газа на уровне  $\tau \approx 1$  (в модели конвективной зоны [Stix, 2004]  $\rho_0 = 2 \times 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup>).

Далее, вблизи уровня  $h = \zeta$ , где, согласно паркерской модели (рис. 1 и 9), вертикальный градиент поля становится мал, и поле оказывается преимущественно вертикальным, получаем  $(\rho_{ex} - \rho_{in}) \rightarrow 0$ . Точное поведение этой разности на небольшом отрезке глубин, от  $h = 0$  до  $h = \zeta$ , нам неизвестно, поэтому для модельного расчета примем простой линейный закон  $\rho_{ex} - \rho_{in} = \rho_0(1 - h/\zeta)$ . Геометрическую форму поверхности магнитной «воронки» над пятном для глубин  $0 < h < \zeta$  зададим квадратичным по  $h$  законом

$$a^2(h) = a^2 + (a_p^2 - a^2)(1 - h/\zeta)^2. \quad (11)$$

Согласно (11), при  $h = 0$  радиус воронки равен радиусу пятна с полутенью  $a_p$ , а при  $h = \zeta$  — радиусу тени  $a$ . Здесь нельзя было бы принять линейную зависимость, поскольку в этом случае профиль магнитной поверхности силовой трубки пятна содержал бы излом на уровне  $h = \zeta$ , в то время как магнитные силовые линии должны быть всюду гладкими. Распределение (11) этому требованию удовлетворяет. Используя его, получим

$$M_{ev} = \pi a^2 \rho_0 \zeta C, \quad (12)$$

где  $C = \frac{1}{2} + \frac{1}{4} \left( \frac{a_p^2}{a^2} - 1 \right) = \frac{1}{2} + \frac{1}{4} (q - 1)$ . Для малых пятен  $q = 1$ ,  $C = C_{\min} = 1/2$ , а для больших  $q = 6$ ,  $C = 1.75$ . Как было отмечено выше, у нас имеется альтернатива в развитии модели пятна: величину  $C$  можно с равным основанием считать как функцией размера пятна  $x$ , так и функцией его магнитного потока  $C(\Phi)$ . Для вычисления сил, действующих на систему, это различие имеет принципиальное значение, поскольку эти силы вычисляются как частные производные от полной энергии при фиксированном магнитном потоке. Это значит, что в первом случае, когда  $C = C(x)$ , эта функция дифференцируется при определении сил, а во втором случае, когда  $C = C(\Phi)$ , — нет. Мы просчитали оба варианта и убедились, что для конечных результатов значительных качественных различий у этих двух моделей не возникает, но модель с  $C = C(\Phi)$  много проще, компактнее и требует значительно меньших



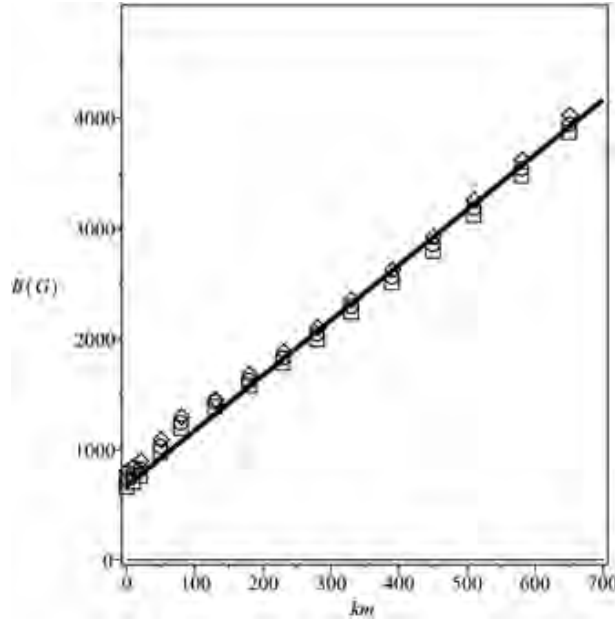


Рис. 10. Ромбиками отмечены расчетные значения магнитного поля, соответствующие  $T_{s,\text{eff}}(1) = 3800$  К, кружками — поля для случая  $T_{s,\text{eff}}(2) = 4200$  К и квадратиками — для  $T_{s,\text{eff}}(3) = 4500$  К. Сплошная линия — аппроксимирующая прямая  $B_0 = 650 + 5\zeta$ . В этой формуле напряженность магнитного поля выражена в гауссах, а глубина геометрической депрессии — в километрах

вычислений. Поэтому мы предпочли для изложения в данной работе именно второй вариант.

Теперь остается найти глубину вильсоновской депрессии  $\zeta$  как функцию напряженности магнитного поля пятна. Для этого учтем, что, начиная с глубины  $h = \zeta$ , уже можно использовать модель Паркера [Parker, 1979a]: поле пятна считать вертикальным, принимать условие простого баланса давлений для магнитного цилиндра и, соответственно, полагать  $\rho_{in} = \rho_{ex}$

$$\rho_{ex}(\zeta) \text{Re} T_{s,\text{eff}} \mu^{-1} + B_0^2 (8\pi)^{-1} = \rho_{ex}(\zeta) \text{Re} T_{ex}(\zeta) \mu^{-1}. \quad (13)$$

Отсюда, задавшись определенным значением эффективной температуры  $T_{s,\text{eff}}$  на оси пятна и располагая моделью внешней среды, нетрудно найти зависимость  $\zeta(B_0)$  для пятна с данной эффективной температурой. Мы выбираем некоторый уровень в конвективной зоне с известными по модели Стикса температурой и плотностью и, зная  $T_{s,\text{eff}}$ , находим по формуле (13) равновесное значение магнитного поля в центре пятна для выбранного геометрического уровня. Результаты расчетов при трех значениях температуры  $T_{s,\text{eff}}(1) = 3800$ ,  $T_{s,\text{eff}}(2) = 4200$ ,  $T_{s,\text{eff}}(3) = 4500$  К, для глубин вне пятна от 0 до 700 км представлены на рис. 10. Как видно, глубина депрессии пятна линейно растет с напряженностью поля в нем

$$\zeta(B_0) = \alpha(B_0 - B_D), \quad (14)$$

где  $\alpha = 2 \cdot 10^4$  см/Гс и  $B_D = \text{const} = 650$  Гс. Поле  $B_0 = B_D = 650$  Гс соответствует уровню  $\zeta = 0$ , т. е. это та напряженность поля, которая возникла бы в центре пятна только за счет разности эффективных температур между пятном и фотосферой, без

погружения этих слоев на глубину депрессии  $\zeta$ . Коэффициент  $\alpha$  в формуле (14), как видно по рис. 10, не зависит от выбора  $T_{s,\text{eff}}$ , но если вместо модели Стикса [Stix, 2004] взять более раннюю модель конвективной зоны Спруита [Spruit, 1974], считую с моделью Harvard-Smitsonian Reference Atmosphere [Gingerich et al., 1971], то  $\alpha$  окажется равным (в тех же единицах) 1.6 вместо 2.0 [Соловьев, 1984b]. В то же время произведение  $\alpha\rho_0$ , которое войдет в формулу (15) для гравитационной энергии пятна, получается независимым от выбора модели конвективной зоны: по модели Спруита [Spruit, 1974] плотность фотосферного газа на уровне с  $T_{\text{eff},ph} = 5800$  К выше, чем по модели Стикса, и равна  $2.5 \cdot 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup>. По Стиксу  $\alpha\rho_0 = 2 \times 2 \cdot 10^{-3} = 4 \cdot 10^{-3}$  (г · см<sup>-2</sup> · Гс<sup>-1</sup>) и по Спруиту это та же величина  $\alpha\rho_0 = 1.6 \times 2.5 \cdot 10^{-3} = 4 \cdot 10^{-3}$  (г · см<sup>-2</sup> · Гс<sup>-1</sup>). Данное обстоятельство снимает проблему выбора предпочтительной модели внешней среды.

Таким образом, гравитационная энергия пятна выражается формулой

$$E_{gr} = -M_{ev}g(L - \zeta) = -\pi a^2(L - \zeta)C(\Phi)g\alpha\rho_0(B_0 - B_D). \quad (15)$$

## 7. Внутренняя энергия пятна и энергия обжата внешней средой

Кроме магнитной и гравитационной энергий, необходимо учесть внутреннюю тепловую энергию газа в пятне и функционал, связанный с первой частью наружного поверхностного интеграла, который можно назвать потенциальной энергией бокового обжата трубки пятна внешней средой (этот функционал должен быть выбран так, чтобы его производная по  $a$  давала выражение  $2\pi aL \langle \Pi_{ex} \rangle$ , приведенное в предыдущем разделе)

$$\begin{aligned} E_{in} + E_{pot} &= (\gamma - 1)^{-1} \int_0^L \int_0^a P_{in} 2\pi r dr dh + \int_0^L \Pi_{ex}(h) \pi a^2(h) dh = \\ &= (\gamma - 1)^{-1} \pi a^2 L \langle \{P_{in}\} \rangle + \pi a^2 L \langle \Pi_{ex} \rangle, \quad (16) \end{aligned}$$

где фигурные скобки обозначают усреднение по радиусу сечения пятна, а угловые — по глубине, от 0 до  $L$ .

## 8. Основное уравнение термодинамики для солнечного пятна и равновесное значение его магнитного поля

Основное уравнение термодинамики для пятна имеет вид [Соловьев, 1976a]

$$d(E_{\text{mag}} + E_{gr} + E_{in} + E_{pot}) = TdS - X_L dL - X_a da + \mu_B d\Phi + \mu_M dM, \quad (17)$$

где  $S$  — энтропия системы,  $X_L$ ,  $X_a$  — обобщенные силы, сопряженные обобщенным координатам  $L$  и  $a$  соответственно. Здесь  $\mu_M$  — химический потенциал системы, мера того, насколько изменится ее полная энергия при увеличении массы пятна  $M$  на единицу. Аналогично,  $\mu_B$  — «химический» потенциал магнитной фазы — мера изменения полной энергии пятна при увеличении на единицу его магнитного потока  $\Phi$ . Из (17) следует, что обобщенные силы  $X_L$ ,  $X_a$  рассчитываются как частные производные от полной энергии системы по координатам  $L$  и по  $a$ , т. е. при условиях  $S = \text{const}$ ,  $M = \text{const}$ , что равносильно условию адиабатичности  $\langle \{P_{in}\} \rangle (\pi a^2 L)^\gamma =$

$= \text{const}$ , и, кроме того, должен сохраняться магнитный поток,  $\Phi = \text{const}$  или  $B_0 a^2 = \text{const}$ . Вычисление обобщенной силы  $X_a$  при указанных ограничениях дает

$$X_a = -\frac{\partial E}{\partial a} = -2\pi a L \left\{ \left( \frac{k'_x x}{2} - k \right) \frac{B_0^2}{\eta 8\pi} + C g \alpha \rho_0 \left[ B_D - \frac{\alpha(B_0^2 - B_D^2)}{L} \right] - \langle \{P_{in}\} \rangle + \langle \Pi_{ex} \rangle \right\}. \quad (18)$$

Таким образом, условие поперечного равновесия пятна  $X_a = 0$  имеет вид

$$\left( k - \frac{k'_x x}{2} \right) \frac{B_0^2}{\eta 8\pi} - C g \alpha \rho_0 \left[ B_D - \frac{\alpha(B_0^2 - B_D^2)}{L} \right] + \langle \{P_{in}\} \rangle = \langle \Pi_{ex} \rangle. \quad (19)$$

В предельном случае малого пятна, когда  $k=1$ , а член, содержащий ускорение силы тяжести и обусловленный своим происхождением неоднородности магнитной трубки по высоте, пренебрежимо мал, выражение (19) превращается в обычное условие поперечного равновесия вертикального магнитного цилиндра  $(8\pi\eta)^{-1} B_0^2 + \langle \{P_{in}\} \rangle = \langle \Pi_{ex} \rangle$ . Этот предельный переход служит контролем правильности вычислений.

Далее рассчитаем равновесие системы в вертикальном направлении

$$X_L = -\pi a^2 \left[ (k - k'_x x) B_0^2 (8\pi\eta)^{-1} - C \alpha \rho_0 g (B_0 - B_D) - \langle \{P_{in}\} \rangle + \langle \Pi_{ex} \rangle \right]. \quad (20)$$

Подставляя сюда выражение для  $\langle \Pi_{ex} \rangle$  из (19), получим

$$X_L = -\frac{\pi a^2 B_0}{16\pi\eta} \left[ (4k - 3k'_x x) B_0 - 16\pi\eta C(\Phi) g \rho_0 \alpha \left( 1 + \frac{\zeta}{L} \left( 1 + \frac{B_D}{B_0} \right) \right) \right]. \quad (21)$$

Условие вертикального равновесия  $X_L = 0$ , в котором уже учтено равновесие по  $a$  (19), даст равновесное значение магнитного поля в центре пятна (в Гауссах)

$$B_0 = \frac{16\pi\alpha\rho_0 g \eta C(\Phi)}{4k - 3k'_x x} \left( 1 + \frac{\zeta}{L} \left( 1 + \frac{B_D}{B_0} \right) \right) = \frac{5510\eta C(\Phi)}{4k - 3k'_x x} \left( 1 + \frac{\zeta}{L} \left( 1 + \frac{B_D}{B_0} \right) \right). \quad (22)$$

Как видим, это поле определяется солнечными константами  $g$  и  $\alpha\rho_0$ , функциями  $k$ , Си паркеровским филлинг-фактором  $\eta$ . В малых пятнах  $C = C_{\min} = 1/2$  и  $4k - 3k'_x x \rightarrow 4$ , поэтому  $B_{0,\min} = 4\pi\alpha\rho_0 g \eta C_{\min} = 1378\eta C_{\min} = 689\eta = 620$  Гс. Это наименьшее значение напряженности поля, которое может существовать в солнечном пятне, оно практически совпадает со значением поля  $B_D$ , полученным выше при расчете глубины вильсоновской депрессии.

Правая часть уравнения (22) также содержит напряженность поля, поэтому  $B_0(x)$  следует находить из (22) методом итераций. В качестве первого приближения можно взять константу или поле из работы [Houtgast, van Sluifers, 1948]

$B_0^{obs}(x) = \frac{3700 \cdot 0.25qx^2}{1 + 0.25qx^2}$  из раздела 5. Итерационный процесс быстро сходится. После третьей итерации поле уже перестает меняться. Полученная таким образом зависимость  $B_0(x)$  представлена на рис. 11.

Как видим, зависимость  $B_0(x)$  имеет свойство насыщения: при  $c = 0.5$  предельное значение поля равно примерно 3.7 кГс, что близко к реально наблюдаемым величинам, а при  $c = 0.3$  (когда поле пятна по своей конфигурации становится ближе к полю соленоида) оно стремится к 5 кГс. Из наблюдений известно [Livingston et al., 2006], что пятна с полями 5–6 кГс встречаются крайне редко (примерно 1 раз в столетие).

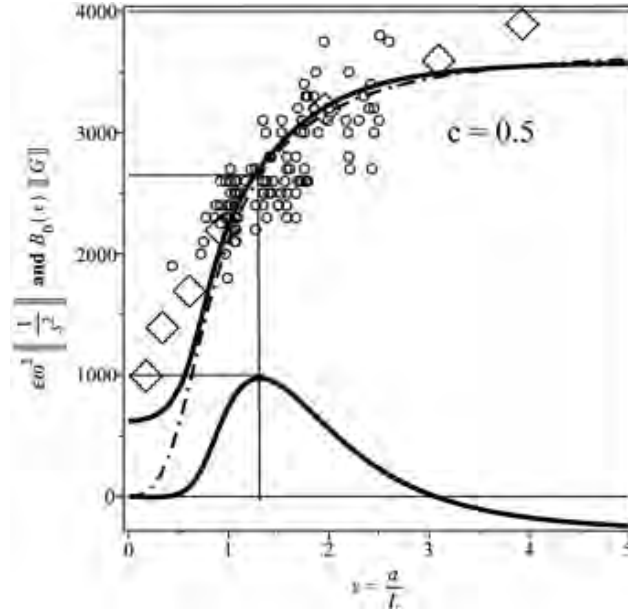


Рис. 11. Зависимости  $B_0(x)$  (верхние сплошные кривые) для солнечного пятна при различных значениях параметра  $c = 0.5, 0.45, 0.4$  и  $0.3$ . Нижние одногорбые кривые на всех рисунках — величина  $\epsilon\omega^2(x)$ , описывающая устойчивость пятна относительно вертикальных возмущений. Область устойчивости определяется условием  $\omega^2(x) > 0$ . Масштабный множитель  $\epsilon$  подобран так, чтобы показать обе кривые на одном графике. Кривые  $B_0(x)$  при значениях  $c = 0.5$  и  $0.45$  наилучшим образом соответствуют наблюдательным данным, при этом наибольший запас устойчивости и наименьший период собственных колебаний имеют пятна с  $a \approx 5$  Мм  $B_0 \approx 2600$  Гс. Для них  $\epsilon\omega^2 = 10^3 \text{ с}^{-2}$  и, соответственно  $T \approx 12$  ч. При расчетах было принято  $L = 4$  Мм (глубина  $L$  играет роль масштабного множителя для  $a$ : при небольших ее изменениях картина на рис. 11 смещается влево или вправо, но форма кривых меняется слабо)

## 9. Устойчивость равновесий солнечного пятна и собственные колебания пятна как целого

Для исследования устойчивости полученного равновесия следует вычислить вторую производную по  $L$  от выражения (21) вблизи равновесного состояния  $X_L = 0$  с тем же условием сохранения магнитного потока. Это дает

$$X'_L = -\frac{\pi a^2 B_0}{16\pi\eta L} \left[ -(4k - 3k'_x x)'_x x B_0 + 16\pi\eta C(\Phi) g \rho_0 \alpha \frac{\zeta}{L} \left( 1 + \frac{B_D}{B_0} \right) \right]. \quad (23)$$

Согласно идеологии энергетического принципа квадрат частоты собственных колебаний системы равен  $\omega^2 = E''_L / M_{eff} = -X'_L / M_{eff}$ , где  $M_{eff}$  — эффективная масса вещества, принимающего участие в колебаниях пятна, как целого. Она складывается из массы газа в пятне  $M_s = \pi a^2 \int_0^L \rho(h) dh$  и той массы подложки пятна в перегретой зоне  $M_{ad}$ , которая вовлекается в колебания смещениями столба пятна в том случае, если тип (мода) колебаний таков, что смещения газа на уровне  $h = L$  не обращаются в нуль,  $\xi|_{h=L} \neq 0$ . Корректно рассчитать  $M_{ad}$  можно только при численном моделировании. Мы оценим ее по порядку величины как массу, заключенную в цилиндрическом слое радиуса  $a_p$  (на нижнем торце трубки пятна поле резко расширено, и пятно контактирует с подложкой на площади, примерно равной площади пятна

с полутенью, рис. 4) и высоты  $\Delta L$ , равной толщине слоя, в котором поле, расширяясь, переходит от регулярного распределения к конвективно турбулизованному. По оценкам работы [Solov'ev, Kirichek, 2009]  $\Delta L \approx 200$  км. Тогда  $\xi|_{h=L+\Delta L} = 0$  и  $M_{ad} = \pi a^2 \left(\frac{a_p^2}{a^2} \int_L^{L+\Delta L} \rho(h) dh\right)$ . Используя значение  $q = 6$  и распределение плотности в конвективной зоне по модели [Stix, 2004], мы получим  $M_{eff} = \pi a^2 2.6 \cdot 10^4$  г · см<sup>-2</sup>. Функции  $\omega^2(a)$  показаны на том же рис. 11. Для удобства графического представления расчетов был введен масштабный множитель  $\varepsilon = 4.65 \cdot 10^{10}$ , подобранный так, чтобы максимум нижней кривой для основного случая ( $c = 0.5$ , слева вверху) составил  $10^3 c^{-2}$ , т. е.  $\omega^2(\max) \approx 1000 \varepsilon^{-1} = 2 \cdot 10^{-8}$  с<sup>-2</sup>. Тогда период собственных колебаний пятна составит  $T(\min) = \frac{2\pi}{\omega(\max)} = 2\pi \frac{10^4}{\sqrt{2}} \approx 4.4 \cdot 10^4$  с  $\approx 12.3$  ч.

Как видно из рис. 11, все кривые  $\omega^2(a)$  переходят через нуль при некотором  $a_{cr}$ , ограничивая область устойчивости пятен. Значение  $a_{cr}$  тем меньше, чем больше  $c$ : при  $c = 0.5$  предельное значение радиуса тени составит около 12 Мм и, соответственно, максимальное устойчивое поле — около 3500 Гс. Радиусу тени 12 Мм соответствует площадь пятна (с полутенью) примерно 1000 м. д. п. (см. рис. 6). При  $c = 0.3$  получим  $a_{cr} = 18$  Мм и  $S(\max) \approx 2200$  м. д. п. Такое значение максимально возможной площади пятна представляется вполне соответствующим наблюдательным данным, поскольку более крупные пятна действительно встречаются крайне редко, как и пятна с аномально высокой напряженностью поля. Пятна, у которых  $a > a_{cr}$ , должны быть неустойчивы по отношению к возмущениям, вызывающим дробление пятен на части, т. е. к появлению светлых мостов, разделяющих пятно на два-три осколка. Развитие таких возмущений, не изменяя существенно общей геометрии пятна, уменьшает эффективную площадь тени и, тем самым, возвращает пятно в область устойчивых размеров.

Обращает на себя внимание поведение кривых  $\omega^2(a)$  на рис. 11 в области малых размеров. При  $x < 0.5$ , т. е. когда  $a < 2$  Мм,  $\omega^2(a) \approx 0$ , и такие пятна вообще не имеют собственного запаса устойчивости. По-видимому, их существование, как особой популяции малых пятен [Tlatov, Pevtsov, 2014], очень многочисленной, но имеющей мало шансов «на выживание», возможно лишь на периферии супергрануляционных ячеек благодаря поджимающему действию газа, растекающегося от центра суперконвективной ячейки к ее краям.

Колебания солнечного пятна, как целого, впервые обсуждались в работах [Соловьев, 1984а; Соловьев, 1984б]. В последние годы долгопериодические колебания пятен интенсивно исследуются в лаборатории физики Солнца ГАО РАН (Пулково) на основе как наземных (оптических и радио), так и космических (SOHO/MDI и SDO/HMI) данных [Ефремов и др., 2007; Efremov et al., 2010; Efremov et al., 2012а; Efremov et al., 2012б; Efremov et al., 2014; Smirnova et al., 2013а; Smirnova et al., 2013б]. Один из основных результатов этих работ состоит в установлении предельной (наиболее низкой по частоте) собственной моды колебаний магнитного поля пятна как целого (M1), которая характерным образом зависит от напряженности магнитного поля в пятне. Эта наблюдаемая зависимость представлена на рис. 12. Как видим, действительно, период собственных долгопериодических колебаний магнитного поля пятна, отражающих его периодические вертикальные смещения, как целостной структуры, оказывается минимальным для пятен с напряженностью поля около 2600 Гс и составляет 12–14 ч, что совпадает с полученной теоретической оценкой.

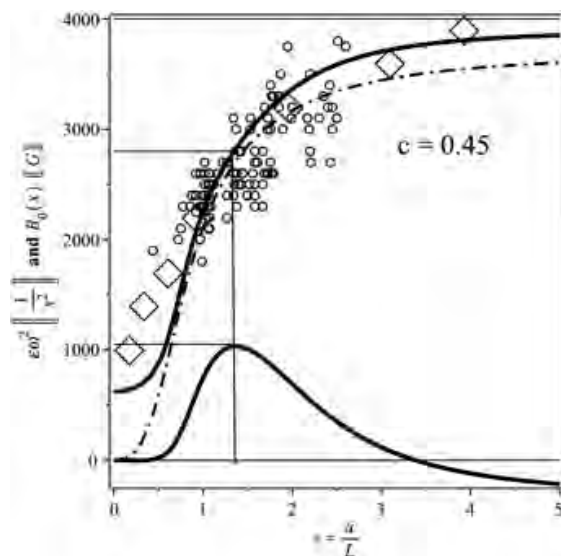


Рис. 12. Зависимость периода предельной колебательной моды солнечного пятна (M1) от напряженности его магнитного поля. Еще более низкая мода M2, регистрируемая в солнечных пятнах, не является собственной модой пятна: ее период не зависит от его магнитного поля. Она, по-видимому, отражает квазипериодические возмущения пятна со стороны окружающих его ячеек супергрануляции [Efremov et al., 2012a; Efremov et al., 2012b; Efremov et al., 2014]

## 10. Альтернативная модель глубокого пятна

Прежде чем подвести итоги анализа свойств «мелкого» солнечного пятна, рассмотрим коротко свойства альтернативной модели глубокого пятна, имеющей своих сторонников — ряд исследователей предлагают интерпретировать данные ЛГС в рамках модели глубокого пятна, которое сохраняет свою самоподобную магнитную структуру (решение [Schlüter, Temesvary, 1958]) вплоть до дна конвективной зоны, до глубин около 200 Мм, где его поле превышает  $10^5$  Гс ([Moradi et al., 2010; Moradi, Cally, 2008] и другие). Авторы обзора [Moradi et al., 2009] считают центральной проблемой моделирования солнечного пятна вопрос о том, является тень пятна монолитной или кластерной структурой. Вопрос о мелкой или глубокой модели пятна детально не рассматривается, предпочтение отдается модели глубокого пятна. Если говорить о моделировании только наблюдаемых слоев пятна, до глубины в 0.5–1 Мм, то авторы указанного обзора правы: для точного расчета радиальных профилей температуры и плотности газа важно знать величину фактора заполнения  $\eta$  — доли площади тени пятна, занятой, согласно кластерной модели пятна по Паркеру [Parker, 1979a], трубками (или жгутами) сильного магнитного поля, в промежутках между которыми поле заметно ослаблено. Однако, если иметь в виду структуру и энергетику солнечного пятна в целом, то здесь на первый план выходит вопрос о том, на какую глубину солнечное пятно, как область сильного регулярного поля с относительно холодной плазмой, проникает в конвективную зону Солнца? Только после выбора модели мелкого или глубокого пятна, можно попытаться найти ответы на те фундаментальные вопросы о физической природе пятен, которые были сформулированы выше. При этом совершенно несущественно, будут ли промоделированы верхние наблюдаемые слои пятна с точностью лучше, чем 10%, т. е. точное знание филлинг-фактора  $\eta$ , решающего значения здесь вовсе не имеет.

Рассмотрим аргументы в пользу той или иной модели пятна.

1. В основе критического отношения к модели мелкого пятна лежит утверждение, что различные методы ЛГС дают несовпадающие результаты. Это далеко не всегда так. В работах [Basu et al., 2004; Bogart et al., 2008] показано, что результаты, полученные методом колец (ring-analyses), согласуются с данными группы Косовичева, полученными методом «time–distance». И в том, и в другом случае на глубине несколько Мм под активными областями обнаруживаются обширные зоны с повышенной температурой плазмы. По данным, полученным методом фильтрации фазовых скоростей [Gizon et al., 2008] перегретая зона под пятном начинается уже на глубине 3 Мм. Таким образом, основные и наиболее разработанные методы ЛГС дают совпадающие результаты относительно эффективной глубины солнечных пятен.

2. Существует важное физическое соображение относительно глубины колонны холодного газа в пятне, которое необходимо в первую очередь принимать во внимание при рассмотрении этого вопроса. Охлаждение газа в пятне, как это в настоящее время общепризнано, вызвано эффективным подавлением конвективного переноса сильным вертикальным полем. В пятне остается, в основном, лишь лучистый перенос энергии, в результате чего поток тепла, поступающий снизу в верхнюю часть трубки пятна, уменьшается в несколько раз, и плазма пятна охлаждается за счет высвечивания. Можно рассчитать время тепловой релаксации слоя заданной толщины к новому состоянию теплового баланса при наличии только лучистого переноса тепла. Такая задача была в свое время решена Грининым [Grinin, 1972]. Он получил, что за характерное время порядка 5 дней солнечное пятно охлаждается (высвечивается) только до глубин около 5 Мм. Для высвечивания слоя глубиной в 40 Мм потребуется уже несколько десятков лет, что на порядки превышает время жизни пятна. Как видим, теоретическая оценка характерной глубины лучистого охлаждения пятна — несколько Мм, полученная задолго до появления методов ЛГС, численно совпадает с современными представлениями о мелком солнечном пятне.

3. Модель глубокого пятна предполагает, что магнитная силовая трубка пятна пронизывает конвективную зону Солнца на всем ее протяжении, сохраняя свою внутреннюю самоподобную структуру и не подвергаясь конвективному запутыванию. Это означает, что магнитное поле в трубке пятна на всех уровнях заведомо превышает поле равнораспределения  $B_{eq}$  (см. выше раздел 2) Плотность газа в основании конвективной зоны составляет около  $0.2 \text{ г/см}^3$ . Если принять, что скорость конвективного перемешивания на этом уровне близка к тому значению, которое наблюдается в фотосфере ( $V = 1 \text{ км} \times \text{с}^{-1}$ ), то  $B_{eq}$  у основания конвективной зоны должно быть больше 150 кГс. Наличие в конвективной зоне магнитных силовых трубок с такой высокой напряженностью магнитного поля резко противоречит концепции среднего магнитного поля, лежащей в основе современной теории динамо. Кроме того, тороидальные магнитные трубки при всплывании которых формируются солнечные пятна, обладали бы при таком поле чрезвычайно высокой магнитной плавучестью и очень быстро были бы вынесены на поверхность на временах, много меньших времени развития солнечного цикла [Parker, 1979b]. Из формулы (9) следует, что вертикальная магнитная трубка с монотонно нарастающим в глубину полем в условиях гидростатического равновесия будет иметь на всех уровнях плотность газа меньше, чем плотность газа в окружающей среде на той же глубине. Это означает, что магнитная плавучесть в соответствии с законом Архимеда будет действовать не только на горизонтальные части магнитной трубки, но и на вертикальную ее часть, так что равновесие такой системы в целом отсутствует.

4. При обсуждении модели глубокого пятна остро встает проблема диссипации столь протяженной по радиусу Солнца магнитной структуры, не подверженной конвективному перемешиванию. Если в мелкой модели для оценки средней по глубине



пятна электропроводности плазмы, от величины которой напрямую зависит скорость его омической диссипации через тонкий граничный слой [Solov'ev, 1991], можно взять величину лишь в несколько раз превышающую ее значение в поверхностных слоях пятна (около  $\sigma \approx 10^{10} \text{ c}^{-1}$ , [Обридко, 1985]), то для оценки времени диссипации очень глубокой магнитной структуры, указанное значение газокинетической проводимости следует увеличить уже на несколько порядков. В глубоких слоях конвективной зоны, где достигается полная ионизация плазмы, ее проводимость определяется формулой Спитцера  $\sigma \approx 10^7 T^{3/2} \text{ c}^{-1}$ . При переходе от фотосферы к основанию конвективной зоны температура газа возрастает примерно в 400 раз, значит, проводимость плазмы вырастет в 8000 раз. С учетом того, что радиус сечения трубки в модели глубокого пятна уменьшится с глубиной примерно на порядок, мы получим, что время омической диссипации глубинной магнитной структуры такого типа в 800 раз превысит время диссипации солнечного пятна и составит около тысячи лет. Получается, что конвективная зона в течение сотен лет должна быть пронизана многими тысячами таких жестких магнитных трубок — остатков глубоких пятен от предыдущих циклов. Понятно, что в такой среде никакое магнитное динамо работать бы не могло, и цикличное развитие солнечной активности оказалось бы совершенно невозможным.

5. Стронники глубокой модели, ссылаясь на работы [Rempel, 2012], подчеркивают, что при численном моделировании структуры солнечного пятна не отмечается появления его нижней границы, на которой бы его магнитное поле резко расширялось с глубиной и ослаблялось до значений  $B_{eq}$ . Дело, однако, в том, что при численных расчетах в модели Ремпеля изначально принималось (из соображений чисто математического удобства), что на нижней границе расчетного домена, выбранной на глубине 6 Мм, магнитное поле искусственно фиксируется и поддерживается неизменным в течение всего расчетного времени. Понятно, что при такой специфической постановке численной задачи вопрос о динамике магнитного поля на нижней границе пятна в принципе не может быть решен. В этой связи особый интерес представляет работа (Kichatinov, Mazur, 2000, рис. 13, справа), выполненная еще в самом начале

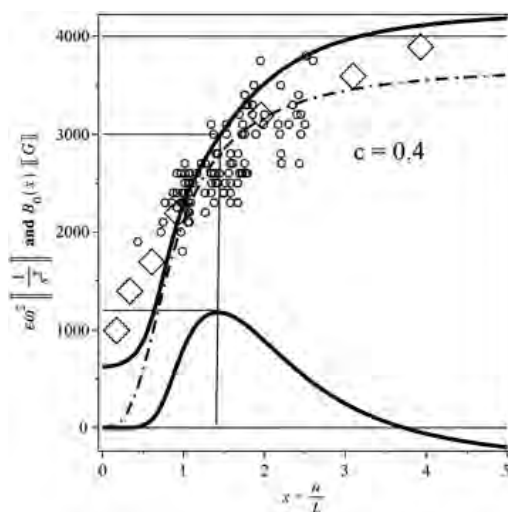


Рис. 13. Слева: модель глубокого пятна, рисунок взят из работы [Moradi, Cally, 2008]. Справа: схематический разрез вертикальный магнитной конфигурации, полученный Кичатиновым и Мазуром [Kichatinov, Mazur, 2000]

«гелиосейсмологической эры». Здесь авторы попытались перекинуть мостик между концепцией среднего магнитного поля, лежащей в основе динамо-теории, и моделями таких крупномасштабных образований, имеющих регулярную магнитную структуру, как солнечные пятна. Численно рассчитывая эффект концентрации магнитного поля в результате развития неустойчивости, обусловленной подавлением конвективного перемешивания вертикальным магнитным полем, они, в качестве предварительного результата (линейный анализ), получили устойчивую конфигурацию поля пятна в виде локальной перетяжки вблизи уровня фотосферы, что хорошо соответствует именно модели мелкого пятна, использованной в данной работе.

6. Модель мелкого солнечного пятна обладает тем важным преимуществом перед глубокой моделью, что она совершенно простым и естественным образом объясняет появление перегретой зоны под пятном, а также характерную геометрию крупномасштабных течений в его окрестности, как это описано выше в разделе 2.

Основываясь на изложенных выше аргументах, мы заключаем, что реанимируемая в последнее время модель глубокого солнечного пятна противоречит ряду сложившихся в солнечной физике базовых представлений и не может рассматриваться в качестве серьезной альтернативы модели мелкого пятна.

## 11. Обсуждение

Описанная выше модель мелкого солнечного пятна позволяет дать ответы на поставленные в начале работы фундаментальные вопросы о физической природе солнечных пятен. Сформулируем кратко эти ответы.

1. **Чем обусловлена устойчивость пятна в целом?** Как следует из полученных выше результатов, в основе устойчивости пятна лежат два фактора.

а. Охлаждение плазмы в той части трубки пятна, где конвективный перенос подавлен сильным магнитным полем. Это обеспечивает начальную концентрацию поля в области пятна за счет горизонтального перепада давлений и уменьшение шкалы высот в охлаждающемся пятне.

б. С охлаждением плазмы и формированием перетяжки магнитного поля в подфотосферных слоях пятна связано образование вильсоновской депрессии и перераспределение газовых масс по вертикали. До сих пор это второе обстоятельство, понижение гравитационной энергии системы за счет вертикального перемещения масс, не принималось во внимание. А между тем, этого понижения энергии оказывается как раз достаточно, чтобы компенсировать рост магнитной энергии при поперечном сжатии трубки пятна. Крупномасштабные течения газа вокруг пятна и под ним, выявляемые методами ЛГС, являются следствием, а не причиной образования пятна. Их мощность слишком мала, чтобы обеспечить устойчивость системы.

2. **Почему равновесное магнитное поле в пятне заключено в довольно узком интервале величин?** Здесь опять срабатывают оба отмеченных выше фактора. При охлаждении плазмы пятна до эффективной температуры примерно 4000 К возникающая при этом разность газовых давлений способна сжать поле пятна только до напряженности около 700 Гс. Дальнейший рост поля происходит за счет опускания наблюдаемых слоев пятна на несколько сотен километров по отношению к уровню фотосферы (вильсоновская депрессия). Однако при этом существенно, что глубина геометрической депрессии растет линейно с напряженностью поля, в то время, как магнитная энергия возрастает по закону квадрата напряженности. Это и кладет предел росту магнитного поля: когда квадратичная функция сравнивается с линейной, дальнейшее сжатие и опускание наблюдаемых слоев пятна становится энергетически невыгодным.

**3. Как магнитное поле пятна зависит от его размеров?** Гравитационная энергия пятна зависит не только от напряженности поля, но и от его геометрических характеристик (отношения полной площади пятна к площади его тени). На основе этого эффекта впервые удалось получить теоретическую зависимость равновесного магнитного поля пятна от его размеров и выразить эту величину через параметры солнечной фотосферы и конвективной зоны. Теоретическая кривая находится в хорошем согласии с наблюдаемой зависимостью.

**4. Почему на Солнце не наблюдается пятен очень большой площади?**

**5. Отчего в крупных пятнах возникают светлые мосты, делящие их на части?**

Ответ на эти два взаимосвязанных вопроса состоит в ограничении области устойчивости пятен по их размерам. Очень большим пятнам соответствует и очень высокая напряженность поля, а это, как уже отмечалось, приводит к доминированию магнитной энергии в общем балансе пятна, и такие равновесия оказываются за пределом устойчивости системы.

**6. Собственные колебания пятна и зависимость их периода от напряженности поля?** Благодаря наличию нижней магнитной границы, солнечное пятно оказывается достаточно обособленным и устойчивым (при определенных значениях поля и радиуса тени) образованием. Как целостная магнитная структура, оно способно совершать колебания около положения устойчивого равновесия. Период собственных колебаний пятна оказывается минимален для типичных солнечных пятен с радиусом тени около 5 Мм и напряженностью поля 2600–2700 Гс. Этот теоретический результат хорошо соответствует результатам многолетних исследований долгопериодических колебаний пятен по данным космических обсерваторий.

**Благодарности.** Автор выражает искреннюю признательность профессорам В. М. Накарякову и В. Н. Обридко, а также А. М. Уралову, А. А. Певцову, Ю. А. Наговицыну и А. Г. Тлатову за конструктивное обсуждение проблем и ряд полезных советов, способствовавших улучшению работы.

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-00714, а также Программой Президиума РАН П-9.

## Список литературы

- [Аллен, 1977] Аллен К. У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. 446 с.
- [Ефремов и др., 2007] Ефремов В. И., Парфиненко Л. Д., Соловьёв А. А. Исследование долгопериодических колебаний лучевых скоростей в пятне и вблизи солнечного пятна на разных уровнях фотосферы // *Астрономич. Ж.* 2007. Т. 83. № 5. С. 450–460.
- [Обридко, 1985] Обридко В. Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М.: Наука, 1985. 255 с.
- [Соловьёв, 1976а] Соловьёв А. А. Термодинамика магнитного жгута // *Письма астрономич. ж.* 1976а. Т. 2. № 1. С. 39–44.
- [Соловьёв, 1976б] Соловьёв А. А. Энергетика солнечного пятна // *Солнечные данные.* 1976б. № 4. С. 54–59.
- [Соловьёв, 1984а] Соловьёв А. А. Торсионные колебания солнечных пятен // *Солнечные данные.* 1984а. № 1. С. 73–77.
- [Соловьёв, 1984б] Соловьёв А. А. Элементарная энергетическая модель солнечного пятна // *Астрономич. Ж.* 1984б. Т. 61. С. 764–770.
- [Тлатов, 2012] Тлатов А. Г. Частное сообщение. 2012.
- [Шафранов, 1984] Шафранов В. Д. Равновесие плазмы в магнитном поле // *Вопросы теории плазмы.* Вып. 2 / Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 92–136.

- [Яворский, Детлаф, 1964] Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. М.: Наука. 1964. 847 с.
- [Antalova, 1991] Antalova A. The relation of the sunspot magnetic field and penumbra-umbra radius ratio // Bull. Astron. Inst. Czechosl. 1991. V. 42. P. 316–320.
- [Basu et al., 2004] Basu S., Antia H.M., Bogart R.S. Ring-diagram analysis of the structure of solar active region // Astrohys. J. 2004. V. 610. P. 1157–1168.
- [Bogart et al., 2008] Bogart R.S., Basu S., Rabello-Soares M.S., Antia H.M. Probing the Subsurface Structure of Active Regions with Ring-Diagram Analysis // Solar Phys. 2008. V. 251. P. 439–451.
- [Brandt et al., 1990] Brandt P.N., Schmidt W., Steinegger M. On the umbra-penumbra area ratio of sunspots // Solar Phys. 1990. V. 129. P. 191–194.
- [Brey, Loughhead, 1964] Brey R.J., Loughhead R.E. Sunspots. London: Pitman Press, 1964. 303 p.
- [Efremov et al., 2010] Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A. Investigation of Long-Period Oscillations of Sunspots with Ground-Based (Pulkovo) and SOHO/MDI Data // Solar Phys. 2010. V. 267. P. 279–293.
- [Efremov et al., 2012a] Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A. Sunspot oscillations as derived from the SOHO/MDI magnetograms // Cosmic Res. 2012. V. 50. P. 44–55.
- [Efremov et al., 2012b] Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A. Synchronism of long-period oscillations of the magnetic field in sunspots // Geomagnetism and Aeronomy. 2012. V. 52. P. 1055–1061.
- [Efremov et al., 2014] Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Long-Period Oscillations of Sunspots with SOHO/MDI Data // Solar Phys. 2014. V. 289. P. 1983–1988.
- [Gingerich et al., 1971] Gingerich O., Noyes R.W., Kalkofen W., Cuny Y. The Harvard-Smithsonian reference atmosphere // Solar Phys. 1971. V. 18. P. 347–365.
- [Gizon et al., 2008] Gizon L., Schunker H., Baldner C.S. et al. Helioseismology of Sunspots: A Case Study of NOAA Region 9787 // Space Sci. Revs. 2008. V. 144. P. 249–273. DOI:10.1007/s11214-008-9466-5.
- [Grinin, 1972] Grinin V.P. Theory of radiative heat exchange in polytropic atmosphere // Astrofizika. 1972. V. 8. № 1. P. 53–70.
- [Hale, Nicholson, 1938] Hale G.E., Nicholson S.B. Magnetic Observations of Sunspots, 1917–1924. Carnegie Inst., 1938.
- [Houtgast, van Sluiter, 1948] Houtgast J., van Sluiter A. Statistical investigations concerning the magnetic fields of sunspots // I. Bull. Astron Inst. Netherlands. 1948. V. 10. P. 325.
- [Hurlburt, Rucklidge, 2000] Hurlburt N.E., Rucklidge A.M. Development of structure in pores and sunspots: flows around axisymmetric magnetic flux tubes // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2000. V. 314. P. 793–806.
- [Kitchatinov, Mazur, 2000] Kitchatinov L.L., Mazur M.V. Stability and equilibrium of emerged magnetic flux // Solar Phys. 2000. V. 191. P. 325–340.
- [Kosovichev et al., 2000] Kosovichev A.G., Duvall T.L. Jr., Scherrer P.H. Time-Distance Inversion Methods and Results // Solar Phys. 2000. V. 192. P. 159–176.
- [Kosovichev, 2006] Kosovichev A.G. Subsurface characteristics of sunspots // Adv. Space Res. 2006. V. 38. P. 876–885.
- [Kosovichev, 2009] Kosovichev A.G. Photospheric and Subphotospheric Dynamics of Emerging Magnetic Flux // Space Sci. Rev. 2009. V. 144. P. 175–195.
- [Kosovichev, 2012] Kosovichev A.G. Local Helioseismology of Sunspots: Current Status and Perspectives // Solar Phys. 2012. V. 279. P. 323–348.
- [Livingston et al., 2006] Livingston W., Harvey J.W., Malanushenko O.V., Webster L. Sunspots with the Strongest Magnetic Fields // Solar Phys. 2006. V. 239. P. 41–68.
- [Moradi et al., 2010] Moradi H., Baldner C., Birch A.C. et al. Modeling the subsurface structure of sunspot // Solar Phys. 2010. V. 267. P. 1–62.
- [Moradi, Cally, 2008] Moradi H., Cally P.S. Time-Distance Modeling in a Simulated Sunspot Atmosphere // Solar Phys. 2008. V. 251. P. 309–327.

- [Moradi et al., 2009] *Moradi H., Hanasoge S.M., Cally P.S.* Numerical models of travel-time inhomogeneities in sunspots // *Astrophys. J.* 2009. V. 690. P. L72–L75.
- [Nicholson, 1933] *Nicholson S.B.* The Area of a Sun-Spot and the Intensity of Its Magnetic Field // *Public Astron. Soc. Pacific.* 1933. V. 45. P. 51–53.
- [Parker, 1974] *Parker E.N.* The Nature of the Sunspot Phenomenon. I: Solutions of the Heat Transport Equation // *Solar Phys.* 1974. V. 36. P. 249–274.
- [Parker, 1979a] *Parker E.N.* Sunspots and the physics of magnetic flux tubes // *Astrophys. J.* 1979. V. 230. P. 905–923.
- [Parker, 1979b] *Parker E.N.* *Cosmical magnetic fields. Part. I.* Oxford: Clarendon Press, 1979. 608 p.
- [Parker, 2008] *Parker E.N.* Solar Magnetism: The State of Our Knowledge and Ignorance // *Space Sci. Revs.* 2008. V. 144. P. 15–24.
- [Pevtsov et al., 2014] *Pevtsov A., Bartello L., Tlatov A. et al.* Cyclic and long-term variation of sunspot magnetic fields // *Solar Phys.* 2014. V. 289. P. 593–602. DOI. 10.1007/s11207-012-0220-5.
- [Ponomarenko, 1972] *Ponomarenko Y.B.* Mechanism for the Formation of Sunspots // *Soviet Astron.* 1972. V. 16. P. 116–120.
- [Rempel, 2012] *Rempel M.* Numerical Sunspot Models: Robustness of Photospheric Velocity and Magnetic Field Structure // *Astrophys. J.* 2012. V. 750. P. 62 (21 pp.).
- [Schlüter, Temesvary, 1958] *Schlüter A., Temesvary S.* The internal constitution of sunspots // *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics* / Ed. B. Lehnert. IAU Sympos. V. 6. Cambridge Univ. Press. 1958. P. 263–285.
- [Smirnova et al., 2013a] *Smirnova V., Efremov V.I., Parfinenko L.D. et al.* Artifacts of SDO/HMI data and long-period oscillations of sunspots // *Astron. Astrophys.* 2013. V. 554. Id. A121. 7 pp.
- [Smirnova et al., 2013b] *Smirnova V., Riekhokainen A., Solov'ev A. et al.* Long quasi-periodic oscillations of sunspots and nearby magnetic structures // *Astron. Astrophys.* 2013. V. 552. Id. A23. 7 pp.
- [Solov'ev, 1991] *Solov'ev A.A.* Problem of sunspot dissipation // *Soviet Astron.* 1991. V. 35. №1. P. 83–87.
- [Solov'ev, Kirichek, 2009] *Solov'ev A.A., Kirichek E.A.* Subsurface structure of sunspots // *Astron. Repts.* 2009. V. 53. P. 675–683.
- [Solovev, 1982] *Solovev A.A.* The Nonlinear Force-Free Magnetic Field and the Field Distribution above a Sunspot // *Soviet Astron.* 1982. V. 26. P. 229–234.
- [Spruit, 1974] *Spruit H.C.* A model of the solar convective zone // *Solar Phys.* 1974. V. 34. P. 277–290.
- [Stix, 2004] *Stix M.* *The Sun: an introduction.* 2<sup>nd</sup> ed. Berlin: Springer, 2004.
- [Tlatov, Pevtsov, 2014] *Tlatov A.G., Pevtsov A.A.* Bimodal Distribution of Magnetic Fields and Areas of Sunspots // *Solar Phys.* 2014. V. 289. P. 1143–1152 DOI:10.1007/s11207-013-0382-9.
- [Vaquero et al., 2005] *Vaquero J.M., Gordillo A., Gallego M.C. et al.* The umbra-penumbral area ratio of sunspots from the de la Rue data // *The Observatory.* 2005. V. 125. P. 152–156.
- [Waldmeier, 1939] *Waldmeier M.* Über die Struktur der Sonnenflecken // *Astron. Mitt. Zurich.* 1939. V. 14. P. 439–450.
- [Zhao et al., 2001] *Zhao J., Kosovichev A.G., Duval T.L.* Investigation of Mass Flows beneath a Sunspot by Time-Distance Helioseismology // *Astrophys. J.* 2001. V. 557. P. 384–388.

## **Часть II**

# **СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР И ГЕЛИОСФЕРА**





## II.1. ПРОГРЕСС В ИЗУЧЕНИИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА МЕТОДОМ РАДИОПРОСВЕЧИВАНИЯ

*А. И. Ефимов<sup>1</sup>, Л. А. Луканина<sup>1</sup>, А. И. Рогашкова<sup>1</sup>, Л. Н. Самознаев<sup>1</sup>,  
И. В. Чашей<sup>2</sup>, М. К. Бёрд<sup>3,4</sup>, М. Петцольд<sup>4</sup>*

<sup>1</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия, e-mail: efimov@ms.ire.rssi.ru

<sup>2</sup> Пушинская радиоастрономическая обсерватория Астрокосмического центра Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, Пушкино, Россия, e-mail: chashey@mail.prao.ru

<sup>3</sup> Институт астрономии им. Аргеландера Боннского университета, Бонн, Германия, e-mail: mbird@astro.uni-bonn.de

<sup>4</sup> Рейнский институт изучения окружающей среды при Кельнском университете, Кельн, Германия, e-mail: martin.paetzold@uni-koeln.de

Цель работы — исследование характеристик солнечного ветра и волновых процессов в околосолнечной плазме по данным радиозатменных экспериментов, осуществленных с 1981 по 2011 год посредством отечественных, европейских, американских космических аппаратов.

Исследована корреляция флуктуаций частоты радиоволн на разнесенных в околосолнечной плазме трассах и определены значения скорости солнечного ветра в зависимости от расстояния до Солнца и гелиошироты. Проведена спектральная обработка частотных флуктуаций радиоволн и получены радиальный и гелиоширотный профили показателя степени пространственного спектра турбулентности солнечного ветра. Подтвержден вывод о том, что переход из области ускорения в область установившегося течения совпадает со сменой режима турбулентности. Проведен сравнительный анализ эффективности различных методик (в том числе, и вейвлет-преобразования) детектирования квазипериодических колебаний частоты и угла поворота фарадеевского вращения плоскости поляризации радиоволн, обусловленных волновыми явлениями, протекающими в сверхкороне Солнца. Обнаружено, что во временных спектрах флуктуаций частоты сигналов, зондирующих околосолнечную плазму на различных гелиоцентрических расстояниях, регулярно присутствуют квазипериодические флуктуации с периодами от 1 до 80 мин., вызываемые волнами плотности. Установлено, что на гелиоцентрических расстояниях 3–12 радиусов Солнца наблюдаются осцилляции магнитного поля с различными периодами, обусловленные распространяющимися в околосолнечной плазме цугами альвеновских волн.

### Введение

Метод радиопросвечивания, использующий монохроматические сигналы космических аппаратов (КА) и широкополосные сигналы компактных радиоисточников, представляет собой эффективное средство для изучения солнечного ветра, прежде всего в областях его формирования, ускорения и начального участка установившегося течения, т. е. в тех областях, которые в настоящее время недоступны для измерений локальными методами. В результате осуществления многочисленных экспериментов с использованием высокостабильных сигналов КА получены фактические данные о вариациях амплитуды, фазы, частоты, угла поворота плоскости поляризации радиоволн в зондируемой околосолнечной плазме. Для определения характеристик солнечного ветра по данным радиозондирования разработаны методики, позволяющие провести исследования глобальной структуры параметров турбулентности солнечного

ветра, найти ее пространственный спектр, концентрацию плазмы, скорость движения неоднородностей.

Экспериментальной базой для выполнения настоящей работы стали данные, полученные методом радиозондирования с использованием различных заходящих за Солнце КА: европейского зонда ULYSSES (1991, 1995 гг.), американского аппарата GALILEO (1995–2002 гг.), японского зонда NOZOMI (2000, 2001 гг.), европейских спутников Марса MARS-EXPRESS (2004, 2006, 2008, 2009, 2011 гг.) и Венеры VENUS-EXPRESS (2006 г.), аппарата ROSETTA (2006, 2010 гг.). Кроме того, в банк данных входят уникальные данные о флуктуациях фарадеевского вращения (ФФВ), полученные при просвечивании околосолнечной плазмы линейно поляризованными радиоволнами, излучавшимися КА HELIOS-1 и HELIOS-2 в 1975–1984 гг. Эти данные авторами статьи анализировались ранее, что позволило обнаружить в сверхкороне Солнца альвеновские волны пятиминутного диапазона.

В первом разделе излагаются результаты кросскорреляционной обработки данных экспериментов с КА GALILEO и ULYSSES, в которых осуществлены одновременные измерения частоты сигналов S-диапазона на двух различных пунктах, разнесенных на большое расстояние. Были найдены значения скоростей солнечного ветра на различных расстояниях от Солнца и гелиоширотах при низкой и высокой активности Солнца.

Во втором разделе приводятся значения показателя степени пространственного спектра турбулентности околосолнечной плазмы в зависимости от гелиоцентрического расстояния и гелиошироты. Они были получены в результате спектральной обработки флуктуаций частоты сигналов КА GALILEO и ULYSSES при их заходе за Солнце и выходе из-за него. Анализируются режимы истечения плазмы и турбулентности в области ускорения и начального участка установившегося течения солнечного ветра.

В третьем разделе изложены результаты спектральной и корреляционной обработки данных двухчастотного радиопросвечивания околосолнечной плазмы сигналами S- и X-диапазонов, излучавшимися КА ULYSSES, MARS-EXPRESS, VENUS-EXPRESS, ROSETTA с целью обнаружения квазипериодических колебаний частоты радиоволн при их распространении в околосолнечной плазме. Проводится сравнительный анализ различных методов (в том числе и вейвлет-анализ) для детектирования подобных возмущений частоты. Установлено, что в экспериментах радиозондирования регулярно наблюдаются колебания частоты с периодами от 1 до 80 мин., обусловленные волнами плотности.

В четвертом разделе проводится анализ статистических характеристик флуктуаций фарадеевского вращения (ФФВ) радиосигналов S-диапазона при просвечивании околосолнечной плазмы КА HELIOS-1. С помощью различных методов показано, что на гелиоцентрических расстояниях 3–12 радиусов Солнца регулярно наблюдаются квазипериодические осцилляции магнитного поля с периодами от 1 до 100 мин., обусловленные распространяющимися в сверхкороне Солнца альвеновскими волнами.

Представленные здесь научные результаты опубликованы в работах [Chashei et al., 2007; Efimov et al., 2008; Ефимов и др., 2009; Ефимов и др., 2010а; Ефимов, 2010b; Ефимов и др., 2010с; Ефимов и др., 2011; Efimov et al., 2012; Ефимов и др., 2013а; Ефимов и др., 2013b], выполненных при частичной финансовой поддержке Программы № 15 ОФН РАН «Плазменные процессы в Солнечной системе» и Программы № 22 Президиума РАН «Фундаментальные проблемы исследований и освоения Солнечной системы». Они отражают состояние исследований, достигнутых в результате обработки и анализа примерно 30% экспериментальных данных, накопленных в ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

## 1. Скорость солнечного ветра

При проведении экспериментов с использованием КА GALILEO (1996–97 гг.) и ULYSSES (1991, 1995 гг.) были осуществлены многочисленные сеансы одно-временных измерений частоты зондирующих сигналов на двух наземных пунктах американской сети слежения за КА, разнесённых на большое расстояние. Анализ данных позволил (по запаздыванию флуктуационных эффектов на двух трассах) определить скорость солнечного ветра при различных гелиоцентрических расстояниях и гелиоширотах, используя методику кросскорреляционного анализа [Ефимов и др., 1981; Яковлев, 1998; Яковлев и др., 1987; Яковлев и др., 1989].

Исходной информацией для анализа корреляционных связей между флуктуациями в разнесенных пунктах являлись массивы одновременных измерений частоты с темпом 1 с. Протяженность массивов и шаг по времени были выбраны 1024 и 256 с соответственно. Для исключения регулярной составляющей изменения частоты, связанной с взаимным движением КА и пунктов наблюдения, применялась полиномиальная аппроксимация измеренных значений. Наличие четко выраженного максимума в кросскорреляционной функции флуктуаций частоты, зарегистрированных одновременно на двух пунктах, означает существование упорядоченного движения неоднородностей через трассу распространения. По положению максимума на временной оси и по известному расстоянию  $\Delta R$  между трассами распространения в месте их наибольшего приближения к Солнцу можно найти радиальную составляющую конвективной скорости переноса неоднородностей движущейся по отношению к Солнцу трассы распространения радиоволн. Радиальная компонента конвективной скорости равна  $V_k = \Delta R / \tau_m$ , а скорость изменения прицельного расстояния радиолуча  $V_{rp} = dR_s / dt$ . Скорость движения потоков плазмы определяется этими составляющими и в случае приближения трассы распространения к Солнцу (фаза захода КА)  $V = V_k - dR_s / dt$ , а в режиме выхода КА из-за Солнца  $V = V_k + dR_s / dt$ . Для радиозатменных экспериментов с использованием КА GALILEO и ULYSSES  $V_k \approx 24$  км/с.

Одновременные измерения частоты сигналов проводились при использовании всех трех возможных комбинаций наземных пунктов: Мадрид–Голдстоун, Голдстоун–Канберра, Мадрид–Канберра. Для комбинации Мадрид–Голдстоун, когда измерительные пункты находятся приблизительно на одной широте, прицельные точки радиотрасс разнесены в радиальном направлении и расстояние между ними  $\Delta R \approx \Delta S$ , где  $\Delta S$  — расстояние между трассами распространения от КА до наземных пунктов в области наибольшего приближения к Солнцу. Для комбинаций Голдстоун–Канберра и Мадрид–Канберра расстояние  $\Delta S$  было существенно больше  $\Delta R$ , а разнесение прицельных точек в направлении, перпендикулярном радиусу  $\Delta X = \sqrt{(\Delta S)^2 - (\Delta R)^2}$  достигало величины, соизмеримой с базой  $\Delta R$  и размерами неоднородностей, формирующих кросскорреляционную функцию. При больших расстояниях  $\Delta X$  корреляция была слабой, либо пропадала полностью. Для комбинации пунктов Мадрид–Голдстоун, когда  $\Delta X \approx 0$ , коэффициент корреляции  $K$  достигал высоких значений ( $K_{\max} \approx 0.9$ ), что свидетельствует о справедливости гипотезы вмороженности неоднородностей в потоки плазмы солнечного ветра.

Наибольший объем данных совместных наблюдений был получен в 1997 г. Длительность непрерывных измерений достигала четырех часов, что позволило исследовать временные зависимости скорости солнечного ветра  $V$ . Величина  $V$  изменяется в широких пределах (от 60 до 700 км/с) в течение как нескольких часов, так и нескольких суток, причем сильная изменчивость наблюдается при всех гелиоцентрических расстояниях.

На рис. 1а точками показаны значения скорости солнечного ветра в интервале гелиоцентрических расстояний  $R = (7 - 70)R_S$  ( $R_S$  — радиус Солнца), полученные в результате кросскорреляционной обработки материалов одновременных измерений частоты дециметровых ( $\lambda = 13$  см) сигналов КА GALILEO на двух пунктах в 1997 г. Было определено около 600 значений скорости  $V$ . Метод разнесенных наблюдений флуктуаций частоты впервые обеспечил получение такого большого объема информации о скорости движения неоднородностей околосолнечной плазмы в широком диапазоне гелиоцентрических расстояний для области ускорения и внутренней области установившегося течения.

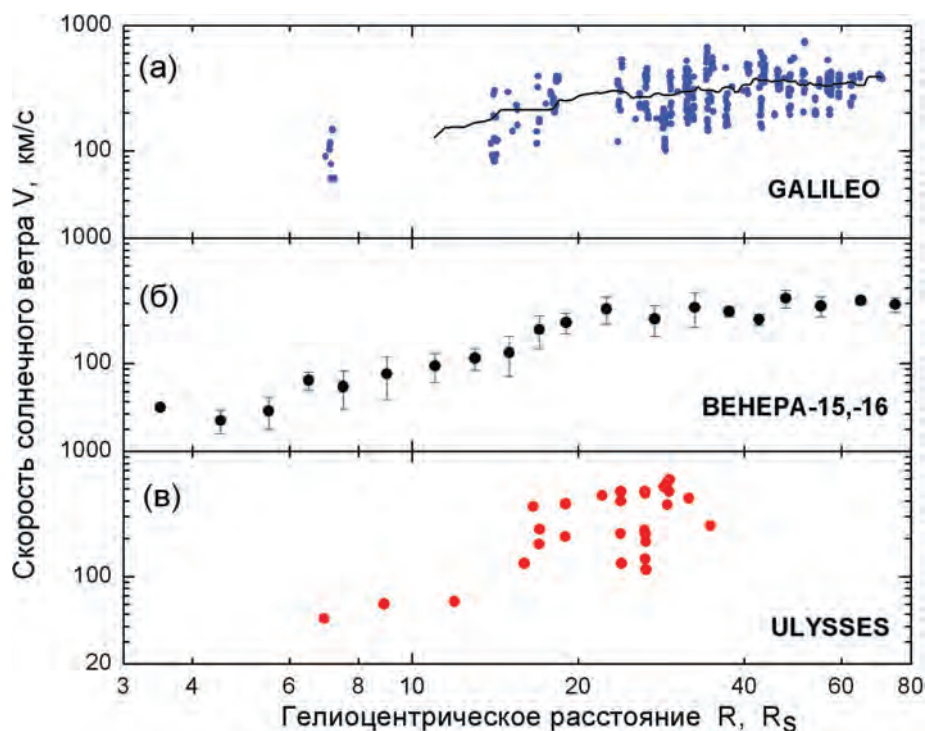


Рис. 1. Радиальная зависимость скорости солнечного ветра на низких гелиоширотах по данным разнесенных наблюдений: низкая солнечная активность, КА GALILEO, декабрь 1996 г.—февраль 1997 г., пункты регистрации Голдстоун, Мадрид, Канберра (а); умеренная активность, КА ВЕНЕРА-15,-16, май—июль 1984 г., пункты регистрации Евпатория, Уссурийск (б); высокая солнечная активность, КА ULYSSES, август—сентябрь 1991 г., пункты регистрации Голдстоун, Мадрид, Канберра (в)

На этом же рис. 1а показана сплошная кривая, рассчитанная методом скользящего среднего в интервале  $8R_S$  с шагом  $0.5R_S$  и соответствующая скорости солнечного ветра  $V(R)$  при низкой солнечной активности (среднее значение числа Вольфа составило  $W = 4-10$ ) и низких ( $6-10^\circ$ ) гелиоширотах. Как видно из данных, представленных на рис. 1а, скорость солнечного ветра возрастает с удалением от Солнца от 60 до 350 км/с в интервале  $R = (7 - 70)R_S$ .

Метод разнесенных наблюдений флуктуаций частоты в экспериментах радиозондирования позволяет получать информацию о скорости неоднородностей, размеры которых соизмеримы с базой  $\Delta R$  и составляют в данном случае несколько тысяч

километров. Данные, полученные другими методами, основанными на эффекте уширения спектральной линии радиоволн в неоднородной плазме, особенностях спектра амплитудных флуктуаций, характеризуют мелкомасштабную структуру неоднородностей с размерами, составляющими несколько десятков или сотен километров [Яковлев, 1998].

На том же рис. 1б и в приводятся значения  $V(R)$ , которые получены для других гелиофизических условий: экваториальных областей при умеренной активности Солнца (рис. 1б, КА ВЕНЕРА-15, -16, май–июнь 1984 г., пункты наблюдения Евпатория и Усурийск) [Яковлев и др., 1987; Яковлев и др., 1989] и высокой активности (рис. 1в, КА ULYSSES, август–сентябрь 1991 г., станции слежения за КА Голдстоун, Канберра, Мадрид). Сравнение данных, представленных на рис. 1а–в, свидетельствует о близком качественном и количественном характере явлений. Для трех уровней солнечной активности (низкого, умеренного, высокого), как это следует из данных рис. 1а–в, ускорение солнечного ветра продолжается до гелиоцентрического расстояния  $R \approx 20R_S$ , а на больших расстояниях имеет место режим сформировавшегося течения с независимой от гелиоцентрического расстояния скоростью солнечного ветра.

Кросскорреляционная обработка данных совместных измерений частоты сигналов КА ULYSSES, полученных при проведении экспериментов радиозондирования в феврале–марте 1995 г., позволила найти зависимость скорости солнечного ветра от гелиошироты  $\varphi$ . В этих экспериментах прицельная точка луча зрения изменялась в узком интервале гелиоцентрических расстояний (от 22 до  $32R_S$ ), при этом гелиоширота варьировалась от 0 до  $-90^\circ$ , что позволило определить зависимость скорости солнечного ветра от  $\varphi$  при сравнительно невысоком уровне солнечной активности (среднее число Вольфа  $\langle W \rangle \approx 31$ ). Эта зависимость приведена на рис. 2. Данные рисунка показывают, что скорость  $V$  увеличивается при переходе от экваториальных к полярным областям от  $\sim 300$  до  $\sim 1300$  км. Широтная зависимость скорости солнечного ветра может быть аппроксимирована линейной функцией  $V(R, \varphi) = V(R)(1 + 8|\varphi|)$ . Скорости, измеренные на высоких широтах, превышают соответствующие величины, измерявшиеся КА ULYSSES локально на высоких широтах и больших гелиоцентрических расстояниях. Возможная причина этого расхождения требует отдельного анализа.

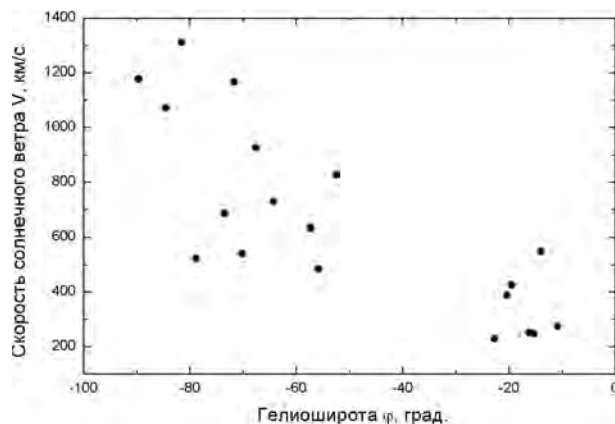


Рис. 2. Гелиоширотная зависимость скорости солнечного ветра в минимуме солнечной активности по данным КА ULYSSES в феврале–марте 1995 г.

## 2. Радиальная эволюция спектра турбулентности околосолнечной плазмы

При анализе частотных флуктуаций, возникающих при распространении радиоволн в околосолнечной плазме, обычно считают, что пространственный спектр неоднородностей электронной концентрации описывается функцией

$$\Phi_N = (q, R) = C^2(R) \frac{\exp(-q^2/q_m^2)}{(q_0^2 + q^2)^{p/2}}, \quad (1)$$

где  $q$  — пространственное волновое число,  $p$  — спектральный индекс пространственного спектра турбулентности плазмы, волновое число  $q_0$  соответствует внешнему масштабу турбулентности  $L_0 = 2\pi/q_0$ ,  $q_m$  — волновое число, которое соответствует внутреннему масштабу турбулентности  $L_m = 2\pi/q_m$ ,  $C^2(R)$  — функция, которая характеризует интенсивность на различных расстояниях  $R$ .

В инерционном интервале, когда выполняется двойное неравенство  $q_0 \ll q \ll q_m$ , пространственный спектр  $\Phi_N(q, R)$  — степенная функция с показателем  $p$

$$\Phi_N(q, R) = C^2(R)q^{-p}, \quad (2)$$

при этом временной спектр флуктуаций частоты также является степенным с показателем степени  $\alpha = p - 3$  [Яковлев, 1998]. Таким образом, по спектру флуктуаций частоты можно определить показатель  $p$  пространственного спектра турбулентности зондируемой плазмы.

На рис. 3 показаны четыре временных спектра  $G(\nu)$  ( $\nu$  — флуктуационная частота

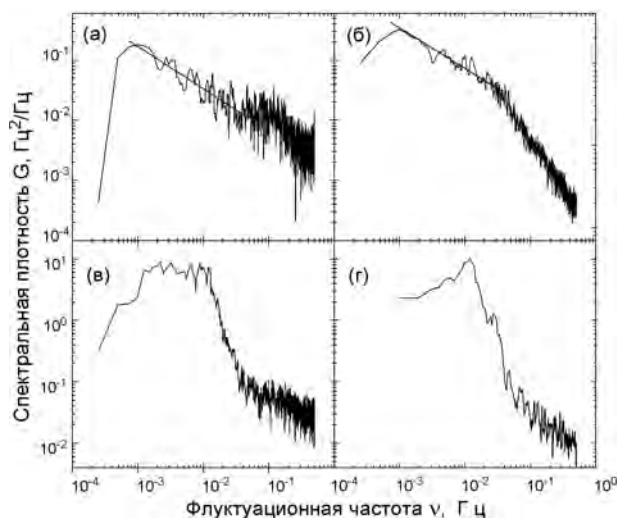


Рис. 3. Примеры временных спектров флуктуаций частоты  $G(\nu)$  сигнала  $S$ -диапазона по данным экспериментов 1997 г. с КА GALILEO: наземный пункт Мадрид, 12.02,  $R = 32.6R_S$  (а); наземный пункт Голдстоун, 02.02,  $R = 14.4R_S$  (б); наземный пункт Голдстоун, 13.01,  $R = 10.0R_S$  (в); наземный пункт Канберра, 17.01,  $R = 7.6R_S$  (г). Аппроксимирующие зависимости для рис. 3а и 3б представляют собой степенные функции

та,  $G$  — спектральная плотность) флуктуаций частоты, принимаемых на наземных пунктах сигналов  $S$ -диапазона (длина волны 13.1 см, частота несущей 2295 МГц). Спектры рассчитывались посредством алгоритма быстрого преобразования Фурье



по 1024 отсчетам. Экспериментальные значения спектральной плотности показаны на рисунке флуктуирующими кривыми. Регулярные зависимости на рис. 3а, б представляют собой аппроксимации по методу наименьших квадратов. Спектральная плотность может быть аппроксимирована степенным законом с показателем степени (спектральным индексом)  $\alpha$ . Аппроксимирующие функции в двойном логарифмическом масштабе представляются в этих случаях в виде линейной функции.

На рис. 4 приводятся значения показателя  $p$  как функции гелиоцентрического расстояния  $R$  для периода низкой солнечной активности. Данные рис. 4а и б получены нами по спектрам флуктуаций частоты сигналов КА GALILEO, зарегистрированных в декабре 1996–январе 1997 г. ( $\langle W \rangle = 4$ , гелиоширота от  $-6$  до  $-16^\circ$ ) при заходе КА за диск Солнца и в январе–феврале 1997 г. ( $\langle W \rangle = 10$ , гелиоширота от  $6$  до  $16^\circ$ ) при выходе КА из-за Солнца соответственно. Диапазон флуктуационных частот составил  $5 \cdot 10^{-3} < \nu < 10^{-1}$  Гц, что соответствует масштабам неоднородностей  $10^9$ – $10^{11}$  см.

На рис. 4а и б приводятся усредненные радиальные профили  $p(R)$ , найденные таким же способом, как и распределение скорости  $V(R)$ . Горизонтальными линиями показано значение  $p = 3.67$ , равное показателю степени пространственного спектра турбулентности для классического спектра турбулентности Колмогорова–Обухова.

Из сравнения данных, представленных рис. 1 и 4а, б, видно, что изменения скорости солнечного ветра  $V$  и показателя степени  $p$  подобны. Величина  $p$ , как и скорость  $V$ , сильно изменяется (от 2.8 до 4.2), но в среднем возрастает с расстоянием  $R$ . Увеличение  $p$  наблюдается в области ускорения солнечного ветра при  $R < 20R_S$ . На больших дистанциях показатель  $p$  колеблется вблизи значения 3.67. Таким образом, можно выделить две характерные области солнечного ветра: с турбу-

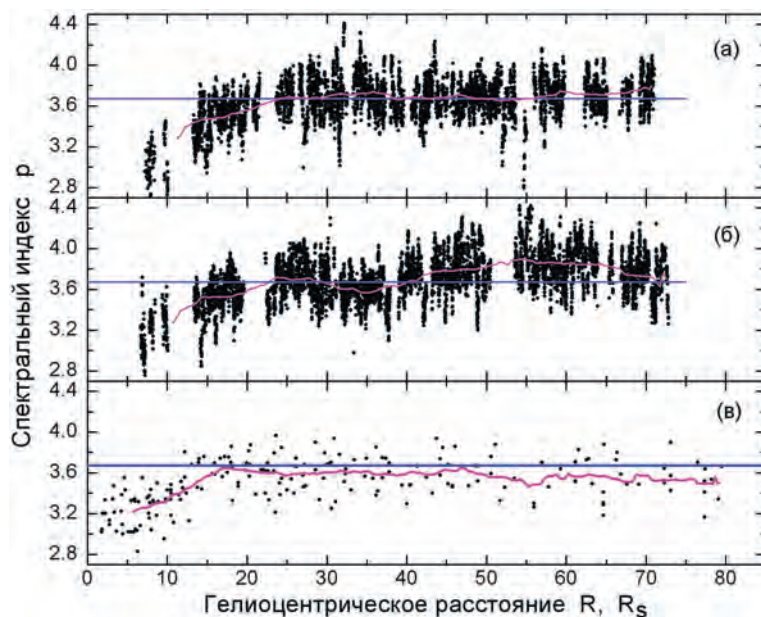


Рис. 4. Значения спектрального индекса  $p$  для низкоширотного солнечного ветра в период низкой солнечной активности: КА GALILEO, радиозаход, декабрь 1996 г.–январь 1997 г. (а); КА GALILEO, радиовыход, январь–февраль 1997 г. (б); КА VIKING, октябрь 1976 г.–январь 1977 г. [Woo, Armstrong, 1979] (в)



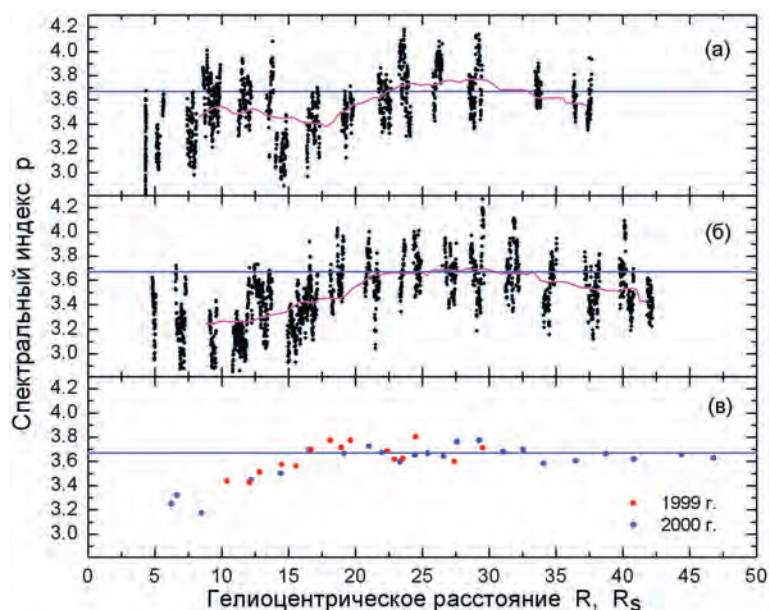


Рис. 5. Значения спектрального индекса  $p$  для низкоширотного солнечного ветра в период высокой солнечной активности: KA ULYSSES, заход, август 1991 г. (а); KA ULYSSES, выход, сентябрь 1991 г. (б); KA GALILEO (1999 г. — красные кружки, 2000 г. — синие кружки) (в)

лентностью фликкер-типа ( $R < 20R_S$ ) и развитой турбулентностью колмогоровского типа ( $R > 20R_S$ ).

Уменьшение показателя степени пространственного спектра турбулентности околосолнечной плазмы при приближении к Солнцу впервые было зарегистрировано по спектру флуктуаций разности фаз когерентных сигналов KA VIKING [Woo, Armstrong, 1979]. Соответствующие данные, приведенные для сравнения на рис. 4в, были получены в той же области флуктуационных частот при низкой солнечной активности ( $\langle W \rangle = 14$ ) и для экваториальных областей с октября 1976 по январь 1977 г.

На рис. 5 приводятся значения  $p$  для периода высокой солнечной активности. Они определялись нами по спектрам флуктуаций частоты сигналов KA ULYSSES (1991 г., август–сентябрь, рис. 5а, б) и GALILEO (1999 г., март, 2000 г., апрель–май, рис. 5в). При измерениях с KA ULYSSES среднее число Вольфа составило  $\langle W \rangle = 174$ , а с KA GALILEO 42 (1999 г.) и 128 (2000 г.). Сравнение данных рис. 4 и 5 показывает, что радиальные зависимости спектрального индекса  $p(R)$  так же, как и скорости солнечного ветра  $V(R)$  на низких гелиоширотах одинаковы для периодов низкой и высокой солнечной активности. Стабильность формы спектров турбулентности плазмы может быть объяснена устойчивостью экваториальных магнитных полей Солнца в отличие от сильно изменяющихся магнитных полей полярных областей Солнца.

Проведение экспериментов радиозондирования с KA ULYSSES в 1995 г. позволило впервые получить гелиоширотную зависимость спектрального индекса  $p$ . Это стало возможным, поскольку при проведении измерений флуктуаций частоты сигналов гелиоцентрическое расстояние  $R$  изменялось в достаточно узком интервале, а гелиоширота  $\varphi$  — в широких пределах: от 0 до  $-90^\circ$ . Из зависимости  $p(\varphi)$ , представленной на рис. 6, видно, что значение  $p$  составляет  $p = 3.5\text{--}3.7$  на низких широтах ( $\varphi < 50^\circ$ ), а с приближением к полюсам спектральный индекс обнаруживает

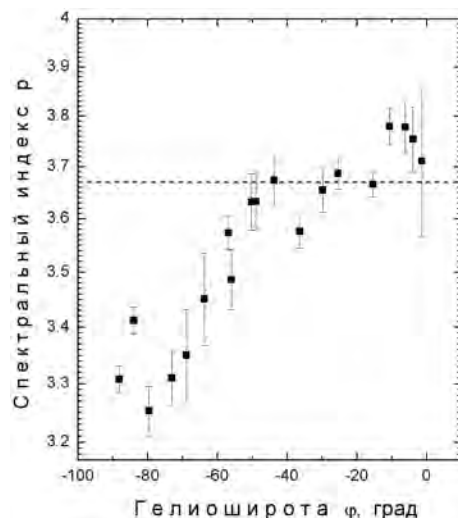


Рис. 6. Гелиоширотная зависимость спектрального индекса  $p$  по измерениям с КА ULYSSES в феврале–марте 1995 г.

тенденцию к систематическому уменьшению. Спектр турбулентности характеризуется пониженным значением  $p$  для широт больших  $50^\circ$  и только для низкоширотных областей ( $\varphi < 40^\circ$ ) спектр турбулентности близок к колмогоровскому. Следовательно, по сравнению с низкими широтами, на высоких широтах смена режима турбулентности происходит на более далеких расстояниях от Солнца.

Отметим, что для исследования флуктуаций концентрации в мелкомасштабной части спектра можно использовать измерения амплитудных флуктуаций (см., например, [Чашей и др., 2000; Tokumaru et al., 2012]).

### 3. Квазипериодические флуктуации электронной концентрации в околосолнечной плазме

При радиозондировании околосолнечной плазмы в ряде случаев наблюдаются периодические колебания частоты радиоволн [Якубов и др., 1989]. Обнаружение цугов колебаний, изучение их свойств дает возможность получать информацию о плазменных волнах, играющих существенную роль в ускорении и нагреве плазмы солнечного ветра. Анализ периодических колебаний частоты был впервые проведен по данным экспериментов, выполненных с использованием КА ВЕНЕРА-15 и ВЕНЕРА-16 [Якубов и др., 1989]. Принятая методика поиска позволила выявить для радиальных расстояний  $3\text{--}40R_S$  колебания частоты с периодами от 10 с до 2 мин. Периодические колебания частоты указывают на наличие волн плотности в плазме солнечного ветра.

Анализ данных, накопленных в крупномасштабных циклах радиозондирования солнечного ветра когерентными сигналами  $S$ - и  $X$ -диапазонов, излучавшимися КА ULYSSES, MARS-EXPRESS (MEX), VENUS-EXPRESS (VEX), ROSETTA (ROS), позволил осуществить исследования квазипериодической компоненты, наблюдающейся на временных спектрах флуктуаций частоты.

Эксперименты по зондированию околосолнечной плазмы с использованием КА MEX, VEX, ROS, ULYSSES проводились в режиме когерентного ответа, когда частота излучаемых с борта КА сигналов определялась высокостабильным запрос-

ным сигналом, формируемым на наземном пункте. При проведении экспериментов наземный комплекс излучал высокостабильный запросный сигнал частоты  $f_0$ . На борту КА осуществлялся прием этих сигналов и путем умножения частоты на коэффициенты  $q_S$ ,  $q_X$  формировались и излучались в сторону Земли два когерентных сигнала  $S$ - и  $X$ -диапазонов с частотами  $f_S = q_S f_0 \approx 2.3$  ГГц,  $f_X = q_X f_0 \approx 8.4$  ГГц,  $q_S/q_X = q = 3/11$ . На наземных пунктах Голдстоун, Мадрид, Канберра и Норсия осуществлялись прием сигналов и измерения с темпом 1 раз в секунду значений мгновенных частот, а также дифференциальной частоты, равной  $Df = f_S - qf_X$ . Дифференциальная частота определяется вариациями интегральной электронной концентрации на трассе КА–наземный пункт

$$Df = \frac{KI(1 - q^2)}{f_S}, \quad (3)$$

где  $K = 4.03 \cdot 10^7/c$ ,  $c$  — скорость света (см/с),  $I$  — скорость изменения интегральной электронной концентрации (см<sup>-2</sup>/с), частота  $f_S$  выражена в Гц.

Сеансы измерений дифференциальной частоты сигналов разбивались на интервалы длительностью 2048 с. Для остаточных отклонений на каждом интервале при помощи быстрого преобразования Фурье определялся временной спектр  $G(\nu)$ . На рис. 7 показаны четыре спектра  $G(\nu)$  флуктуаций дифференциальной частоты. Они получены по измерениям  $\Delta f(t)$  на разных наземных пунктах при различных прицельных расстояниях  $R$ .

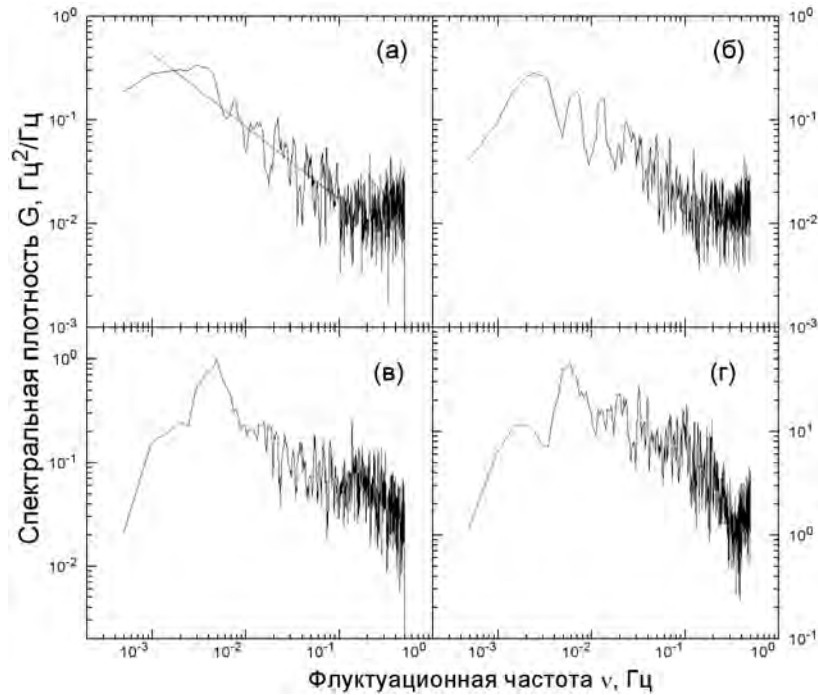


Рис. 7. Спектры флуктуаций дифференциальной частоты, полученные по результатам экспериментов радиозондирования околосолнечной плазмы: дата измерений 30.08.1991 г., КА ULYSSES, пункт Канберра,  $R = 24.6R_S$ , гелиоширота  $\varphi = 11.9^\circ$  (а); 31.08.1991 г., КА ULYSSES, Голдстоун,  $R = 29.2R_S$ ,  $\varphi = 10.3^\circ$  (б); 08.11.2008 г., КА MARS-EXPRESS, Норсия,  $R = 29.6R_S$ ,  $\varphi = 5.4^\circ$  (в); 17.04.2006 г., КА ROSETTA, Норсия,  $R = 5.8R_S$ ,  $\varphi = 0^\circ$

Эксперименты проводились в разные годы с различными КА. При отсутствии квазипериодической составляющей (пример представлен на рис. 7а), спектр в информационной области  $5 \cdot 10^{-4} < n < 0.1$  Гц можно аппроксимировать степенной функцией, которая в двойном логарифмическом масштабе на рис. 7а представлена прямой линией. Показатель степенной функции в данном случае  $\alpha \approx 0.7$ . На рис. 7б–г приведены примеры спектров с четко выраженной квазипериодической составляющей. Она налагается на фоновый степенной спектр и проявляется в виде максимума. Частота максимума изменяется от спектра к спектру и составляет  $\nu_{\max} = 6.8$  (рис. 7б), 4.9 (рис. 7в) и 5.9 мГц (рис. 7г). Величина максимума превышает в 2–4 раза спектральную плотность, вносимую турбулентностью плазмы солнечного ветра. Один из спектров иллюстрирует наличие двух квазипериодических компонент, одна из которых является главной ( $\nu_{\max} = 6.8$  мГц), а другая — ее второй гармоникой ( $\nu_{\max} \approx 14$  мГц). Квазипериодическая составляющая появляется как при малых расстояниях до Солнца (рис. 7г,  $R = 5.8R_S$ ), так и при сравнительно больших (рис. 7б, г,  $R \approx 29R_S$ ).

Квазипериодическая компонента возникает как нестационарное спорадическое явление; вероятность ее появления на временных спектрах частотных флуктуаций составляет около 18%. Рис. 8, построенный на основе измерений на пункте Мадрид 19.09.2004 г. дает представление о временной эволюции квазипериодической составляющей. Прицельное расстояние  $R$  во время измерений составило  $R = 6.3R_S$ , а широта зондируемой области —  $-37^\circ$ . На рисунке изображены восемь спектров, полученных для интервала времени от 15 ч 14 мин. до 16 ч 49 мин., причем соседние спектры сдвинуты по оси ординат на порядок величины. На границах временного интервала квазипериодическая компонента отсутствует, она появляется в 15 ч 32 мин. и заканчивается в 16 ч 22 мин. Продолжительность ее существования не меньше 25 мин. Частота изменяется от спектра к спектру в пределах от 4.1 до 5.4 мГц.

Наиболее простой способ выделения из результатов наблюдений квазипериодической составляющей — трансформация измеренных величин методом скользящего среднего. Об этом свидетельствуют данные, представленные на рис. 9 и 10. На рис. 9а и б приводятся усредненные за 41 с значения  $\Delta f(t)$  на временном интервале 2048 с (время  $t$  на рисунках отсчитывается от начала интервала), полученные в двух экспериментах радиозондирования. Из сравнения результатов, показанных на рис. 9а и б, следует, что уровень частотных флуктуаций при малых расстояниях  $R$  существенно больший (примерно в 5 раз), чем при больших  $R$ . Кроме того, вариации  $\Delta f(t)$  имеют общую особенность: в начале временного интервала в течение около 800 с достаточно четко видны периодические колебания частоты. Период колебаний составляет 167 с (рис. 9а) и 177 с (рис. 9б). В обоих случаях колебания частоты становятся аperiodическими спустя 15 мин. после начала регистрации.

На рис. 10 флуктуации дифференциальной частоты представлены с усреднением 801 с. В этом случае усредненные зависимости  $\Delta f(t)$  демонстрируют наличие квазипериодических колебаний частоты радиоволн с периодами  $T_1 = 40.8$  мин. (рис. 10а) и  $T_2 = 59.5$  мин. (рис. 10б). Таким образом, усреднение первичных данных позволяет обнаруживать квазипериодические колебания частоты с различными периодами. Приведенные на рис. 9 и 10 частотные данные являются типичными. Это означает, что в окосолнечной плазме регулярно распространяются волны плотности с различными периодами, изменяющимися в пределах от трех до нескольких десятков минут.

На рис. 11 показаны четыре спектра  $G(\nu)$  частотных флуктуаций, зарегистрированных в других циклах радиозондирования. Два из них (рис. 11а и г) найдены по зависимостям  $\Delta f(t)$ , представленным в усредненном виде на рис. 9.

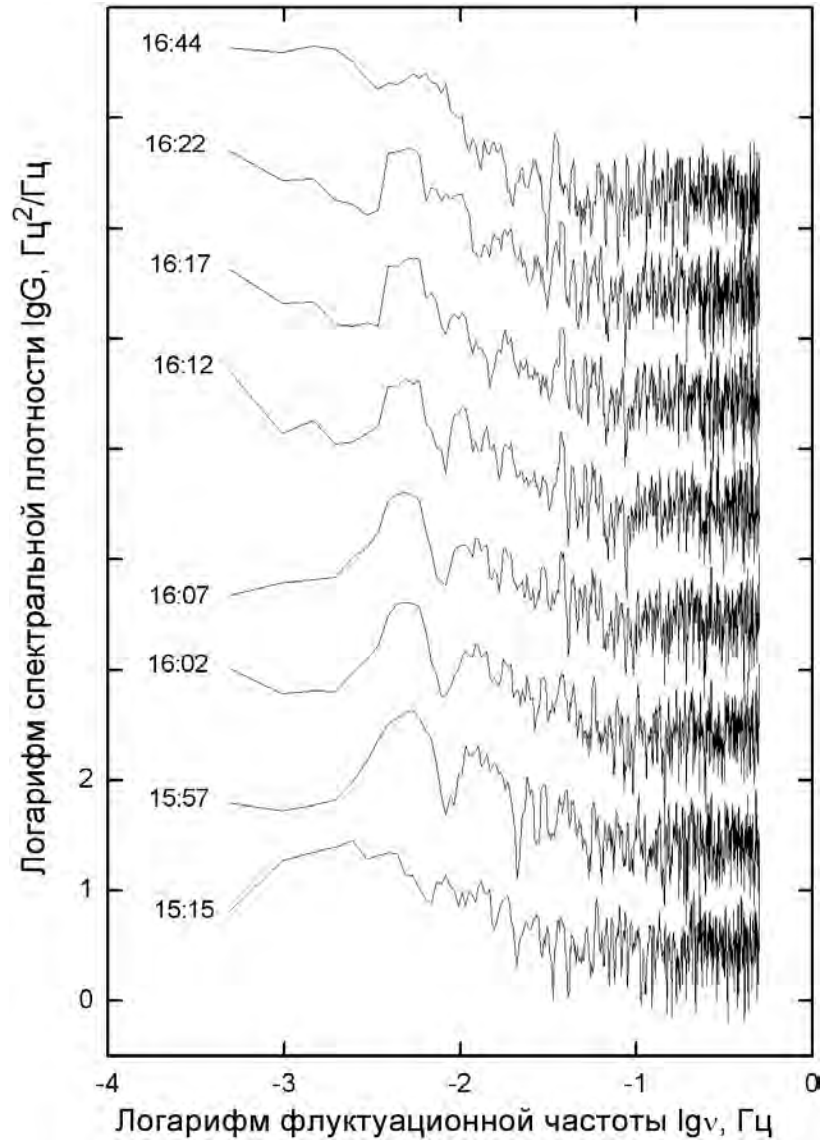


Рис. 8. Спектры флуктуаций дифференциальной частоты по результатам экспериментов радиозондирования 19.09.2004 г., КА MARS-EXPRESS, измерительный пункт Мадрид,  $R = 6.3R_S$ ,  $\varphi = 37^\circ$

Максимумы спектральной плотности располагаются на частотах 5.3 (рис. 11а) и 5.0 мГц (рис. 11г). Соответствующие этим значениям периоды флуктуаций  $T = 185$  и 195 с близки к тем величинам, которые следуют из усредненных зависимостей  $\Delta f(t)$ , изображенных на рис. 9а ( $T = 167$  с) и б ( $T = 174$  с).

Квазипериодическая составляющая может быть также обнаружена в автокорреляционных функциях (АКФ)  $K(\tau)$  дифференциальной частоты. На рис. 12 показаны АКФ, полученные по усредненным за 11 отсчетов значений дифференциальной частоты. Представленные на этом рисунке АКФ найдены для тех же интервалов из-

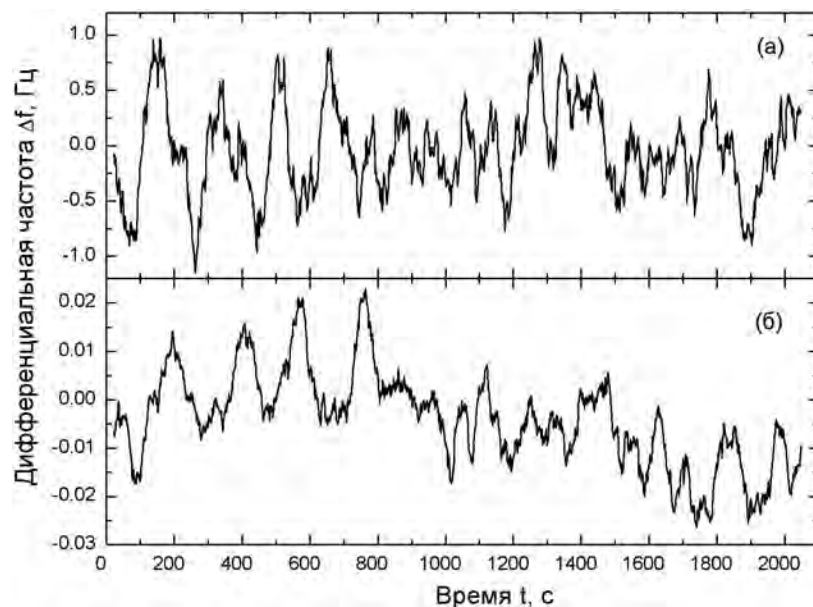


Рис. 9. Усредненные за 41 с вариации дифференциальной частоты, полученные по двум экспериментам радиозондирования: дата измерений 11.12.2008 г., UT 17:13–17:47, КА MARS-EXPRESS, измерительный пункт Голдстоун, фаза выхода,  $R = 3.4R_S$  (a); 17.10.2004 г., UT 11:38–12:12, КА MARS-EXPRESS, Мадрид, фаза выхода,  $R = 40.4R_S$  (б)

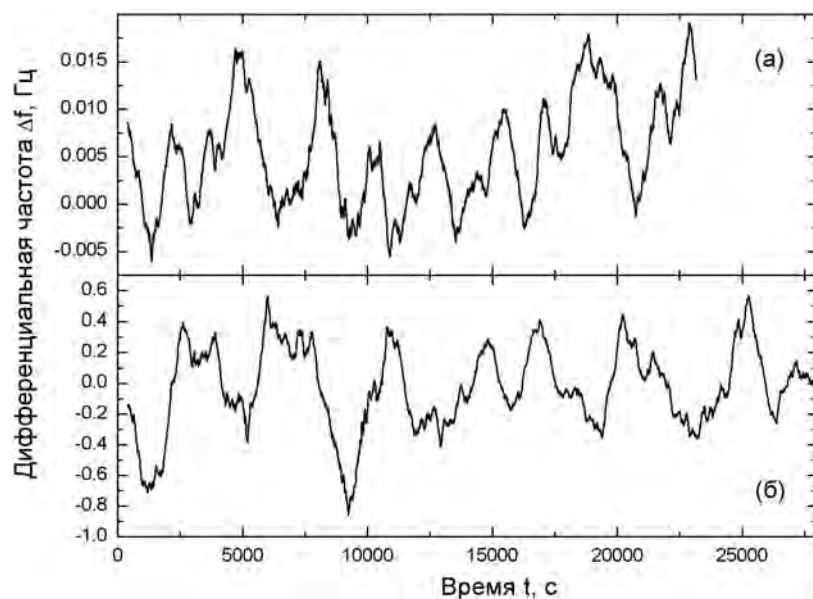


Рис. 10. Усредненные за 800 с вариации дифференциальной частоты, полученные по двум экспериментам радиозондирования: дата измерений 15.08.2006 г., UT 01:19–07:52, КА ROSETTA, измерительный пункт Норсия, фаза захода,  $R = 37.4R_S$  (a); 16/17.08.1991 г., UT 17:20–01:15, КА ULYSSES, Голдстоун, фаза захода,  $R = 9.2R_S$  (б)

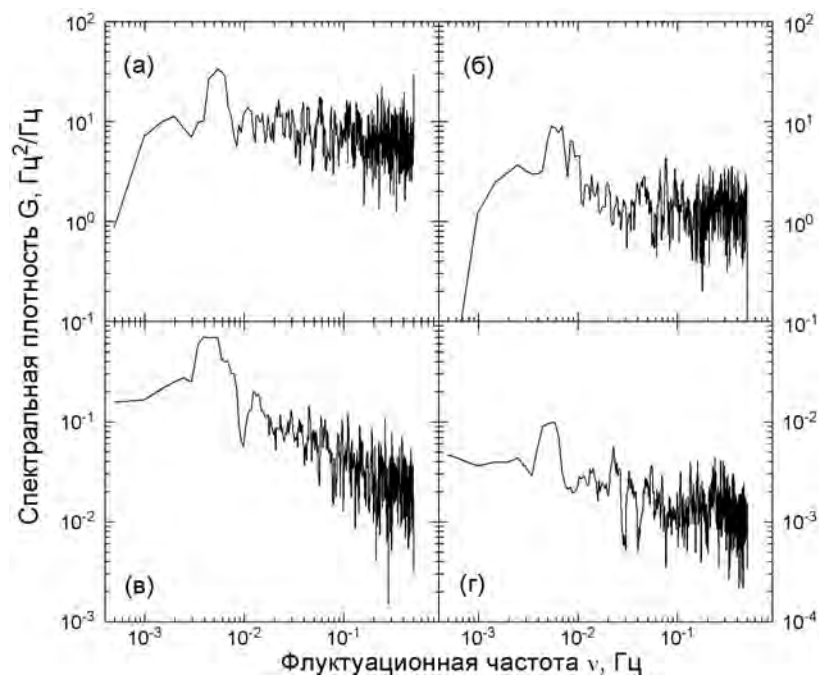


Рис. 11. Фурье-спектры флуктуаций дифференциальной частоты, полученные по данным четырех экспериментов радиозондирования: дата измерений 11.12.2008 г., UT 17:13–17:47, КА MARS-EXPRESS, измерительный пункт Голдстоун, фаза выхода,  $R = 3.4R_S$  (а); 22.10.2006 г., UT 22:52–23:27, КА VENUS-EXPRESS, Канберра, фаза захода,  $R = 6.1R_S$  (б); 01.09.1991 г., UT 14:42–15:16, КА ULYSSES, Мадрид, фаза выхода,  $R = 31.4R_S$  (в); 17.10.2004 г., UT 11:38–12:12, КА MARS-EXPRESS, Мадрид, фаза выхода,  $R = 40.4R_S$  (г)

мерений, что и спектры, изображенные на рис. 11. При наличии квазипериодической составляющей на АКФ появляются дополнительные максимумы. Они отмечены на рис. 12 стрелками. Период колебаний частоты можно найти по интервалу времени между максимумами и по положению максимума относительно оси ординат. Период колебаний составляет 170, 157, 216 и 177 с для АКФ, представленных на рис. 12.

Анализ спектров и АКФ, полученных на интервале 2048 с, позволяет выявить квазипериодическое колебание частоты с периодами, изменяющимися в пределах от 1 до 6.5 мин. Увеличение времени  $\Delta t$  для поиска колебаний с периодом более 10 мин. нецелесообразно, поскольку квазипериодические возмущения достаточно быстро изменяются по частоте и интенсивности. Для исследования таких процессов более подходящим, чем преобразование Фурье, является вейвлет-анализ [Астафьева, 1996]. Основная особенность вейвлет-преобразования — разложение данных не по синусоидам (как для преобразования Фурье), а по другим функциям, называемым вейвлет-образующими, которые в противоположность бесконечно осциллирующим синусоидам, локализованы в некоторой ограниченной области своего аргумента, а за пределами этой области ничтожно малы. В данной работе было использовано непрерывное вейвлет-преобразование сигнала  $E(t)$  — функция двух переменных  $W_0(a, b)$  [Астафьева, 1996]

$$W_0(a, b) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)\Psi(a, b, t)dt, \quad (4)$$



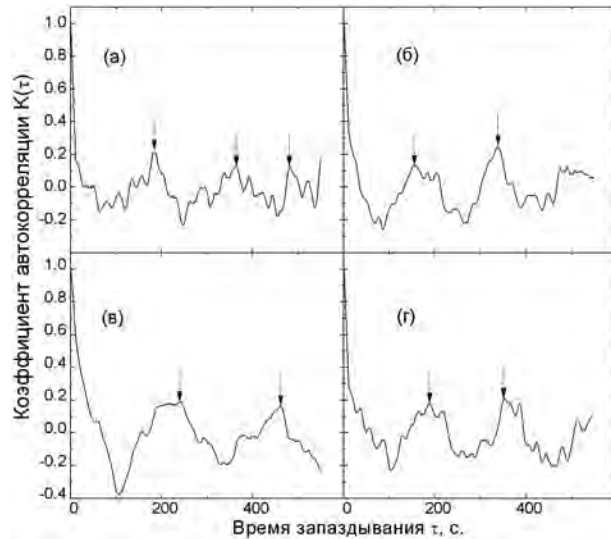


Рис. 12. Автокорреляционные функции флуктуаций дифференциальной частоты, полученные по данным четырех экспериментов радиозондирования: дата измерений 11.12.2008 г., UT 17:13–17:47, КА MARS-EXPRESS, измерительный пункт Голдстоун, фаза выхода,  $R = 3.4R_S$  (а); 22.10.2006 г., UT 22:52–23:27, КА VENUS-EXPRESS, Канберра, фаза захода,  $R = 6.1R_S$  (б); 01.09.1991 г., UT 14:42–15:16, КА ULYSSES, Мадрид, фаза выхода,  $R = 31.4R_S$  (в); 17.10.2004 г., UT 11:38–12:12, КА MARS-EXPRESS, Мадрид, фаза выхода,  $R = 40.4R_S$  (г)

где  $\Psi(a, b, t)$  — масштабированные и сдвинутые во времени копии вейвлета  $\Psi(t)$ , совокупность которых создает новый базис пространства

$$\Psi(a, b, t) = |a|^{-0.5} \Psi[(t - b)/a]. \quad (5)$$

На рис. 13 показаны интегральные вейвлет-спектры, каждый из которых представляет собой сумму 2048 последовательных индивидуальных вейвлет-спектров. Спектры  $W(\nu)$ , изображенные на этом рисунке, определялись для тех же интервалов времени и в том же частотном интервале, что и Фурье-спектры, показанные на рис. 11. На всех четырех спектрах в интервале флуктуационных частот 4–6 мГц наблюдаются четко выраженные максимумы, которые свидетельствуют о наличии квазипериодических возмущений частоты радиоволн с характерными периодами пятиминутного диапазона. Максимумы наблюдаются на частоте  $\nu_{\max} = 4.89$  (рис. 13а), 5.8 (рис. 13б), 4.53 (рис. 13в) и 5.15 мГц (рис. 13г). Периоды колебаний  $T = 1/\nu_{\max}$  равны 204, 172, 221 и 194 с соответственно. Эти периоды близки к соответствующим значениям, полученным по АКФ (рис. 12), за исключением спектра на рис. 13а, для которого период отличается примерно на 20 с. Если нет максимумов у Фурье-спектров, то их не видно и у вейвлет-спектров. Таким образом, при обнаружении квазипериодических колебаний частоты Фурье-спектр и интегральный вейвлет-спектр практически идентичны.

Периоды колебаний частоты, полученные по спектрам  $G(\nu)$ ,  $W(\nu)$  и АКФ, близки между собой и согласуются с периодами хорошо известных пятиминутных колебаний (периоды 3–7 мин.), которые наблюдаются вблизи фотосферы [Каплан и др., 1977]. Эти колебания являются колебаниями звукового типа, а их характерная частота совпадает с частотой отсечки, которую определяют температура плазмы и гравита-

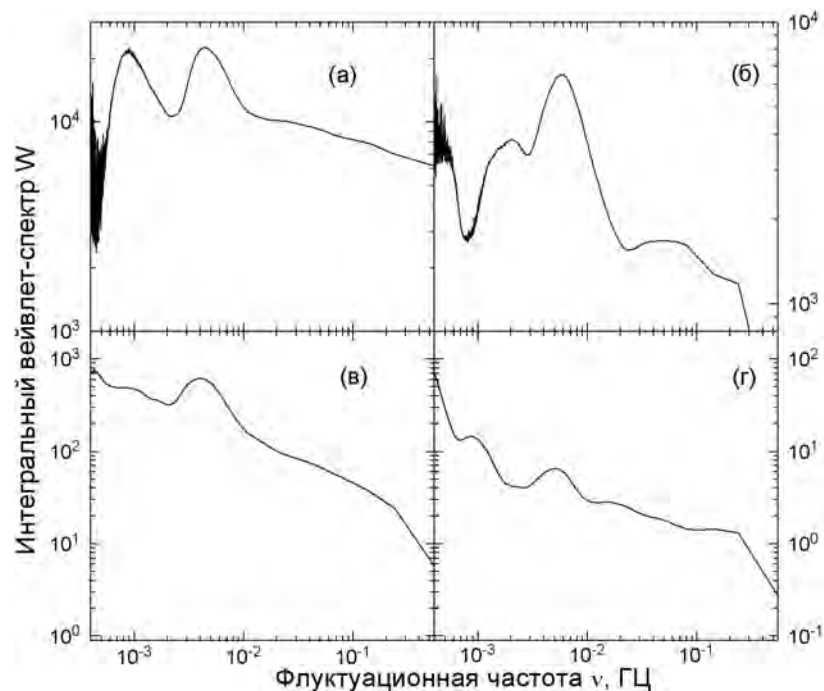


Рис. 13. Интегральные вейвлет-спектры (сумма 2048 индивидуальных спектров) флуктуаций дифференциальной частоты, полученные по данным четырех экспериментов радиозондирования: дата измерений 11.12.2008 г., UT 17:13–17:47, КА MARS-EXPRESS, измерительный пункт Голдстоун, фаза выхода,  $R = 3.4R_S$  (а); 22.10.2006 г., UT 22:52–23:27, КА VENUS-EXPRESS, Канберра, фаза захода,  $R = 6.1R_S$  (б); 01.09.1991 г., UT 14:42–15:16, КА ULYSSES, Мадрид, фаза выхода,  $R = 31.4R_S$  (в); 17.10.2004 г., UT 11:38–12:12, КА MARS-EXPRESS, Мадрид, фаза выхода,  $R = 40.4R_S$  (г)

ционное ускорение. Связь звуковых колебаний вблизи Солнца и колебаний плазмы солнечного ветра, обуславливающих периодические осцилляции частоты радиоволн, можно установить посредством альвеновских волн, возникающих в переходном слое, разделяющем хромосферу и корону [Ефимов и др., 2000]. Альвеновские волны, распространяясь через околосолнечную плазму при нелинейных взаимодействиях, генерируют магнитозвуковые волны, локально ответственные за флуктуации плотности [?].

Помимо осцилляций пятиминутного диапазона известны также и колебания Солнца вблизи фотосферы с большими периодами — от 7 до 70 мин. [Воронцов, Жарков, 1981]. В связи с этим представляет интерес провести поиск колебаний частоты радиоволн с таким же периодом, применяя вейвлет-анализ. На присутствие подобных колебаний указывают усредненные зависимости  $\Delta f(t)$ , приведенные на рис. 11. Такого типа вариации видны, например, на рис. 13а ( $T = 17.04$  мин.). Для выявления периодических колебаний частоты были проведены дополнительные вычисления интегральных вейвлет-спектров по 512 индивидуальным спектрам в широком интервале значений  $\nu = 10^{-4}$ –0.5 Гц. Расчеты, проведенные для большого числа экспериментов радиозондирования, позволили сделать следующие выводы. Спектры  $W(\nu)$  существенно различаются даже для соседних временных интервалов. На графиках зависимости  $W(\nu)$  регулярно наблюдаются один или несколько максимумов,

что указывает на наличие в приведенной разности частот  $\Delta f(t)$  периодических колебаний с одним или несколькими периодами. Положение максимумов на частотной оси, а также их величина сильно изменяются во времени. Период колеблется в пределах от 3 до 80 мин.

На рис. 14 и 15 для примера показаны вейвлет-спектры, полученные по данным экспериментов радиозондирования с различными КА и разными прицельными

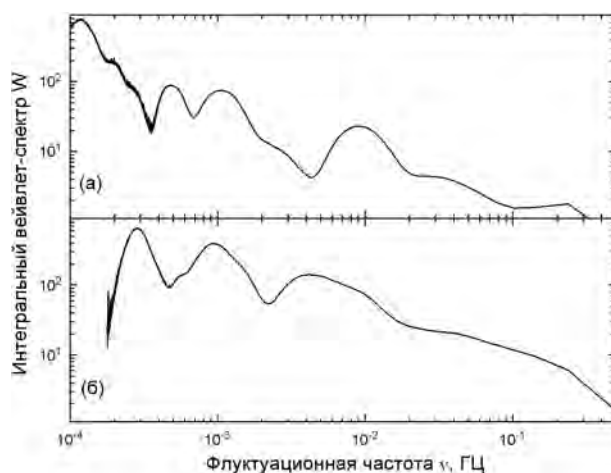


Рис. 14. Интегральные вейвлет-спектры (сумма 512 индивидуальных спектров) флуктуаций дифференциальной частоты, полученные по данным двух экспериментов радиозондирования: 31.08.1991 г., UT 17:56–18:05, КА ULYSSES, измерительный пункт Голдстоун, фаза выхода,  $R = 29.1R_S$  (a); 21.11.2006 г., UT 20:55–21:04, КА VENUS-EXPRESS, Голдстоун, фаза выхода,  $R = 23.3R_S$  (б)

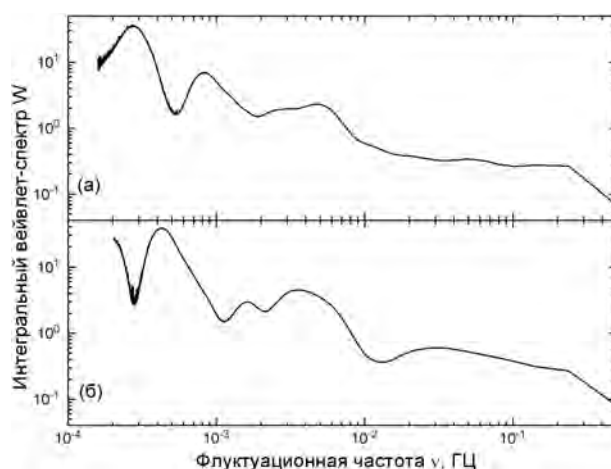


Рис. 15. Интегральные вейвлет-спектры (сумма 512 индивидуальных спектров) флуктуаций дифференциальной частоты, полученные по данным двух экспериментов радиозондирования: 17.10.2004 г., UT 11:38–12:12, КА MARS-EXPRESS, измерительный пункт Мадрид, фаза выхода  $R = 40.4R_S$  (a); 10.01.2009 г., UT 17:41–17:50, КА MARS-EXPRESS, Голдстоун, фаза выхода,  $R = 36.2R_S$  (б)

расстояниями  $R$ , изменяющимися от 23 до  $40R_S$ . На каждом спектре видны три максимума, свидетельствующие о наличии цугов периодических колебаний частоты с разными периодами. На рис. 14а максимумы спектров располагаются на частотах  $\nu_{\max} = 5.23 \cdot 10^{-4}$ ,  $1.14 \cdot 10^{-3}$ ,  $1.03 \cdot 10^{-2}$  Гц, которым соответствуют периоды  $T \approx 32.1$ , 14.7, 1.6 мин. На рис. 14б значения  $\nu_{\max} = 2.93 \cdot 10^{-4}$ ,  $9.5 \cdot 10^{-4}$ ,  $6.28 \cdot 10^{-3}$  Гц, а периоды колебаний  $T \approx 56.8$ , 15.8 и 2.65 мин. соответственно. На следующем рис. 15а  $\nu_{\max} = 2.72 \cdot 10^{-4}$ ,  $9.7 \cdot 10^{-4}$ ,  $2.7 \cdot 10^{-3}$  Гц,  $T \approx 59.03$ , 17.2, 3.57 мин., а на рис. 15б  $\nu_{\max} = 4.46 \cdot 10^{-4}$ ,  $1.6 \cdot 10^{-3}$ ,  $3.78 \cdot 10^{-3}$  Гц,  $T \approx 37.3$ , 10.5 и 3.72 мин.

#### 4. Квазипериодические осцилляции магнитного поля в свёрхкороне Солнца по данным поляризационного радиопросвечивания

В течение 1975–1984 гг. с помощью КА HELIOS-1 и HELIOS-2 были осуществлены многочисленные эксперименты по поляризационному радиопросвечиванию окосолнечной плазмы. В этих экспериментах при заходе КА за диск Солнца и при выходе из-за него на наземных приемных пунктах Голдстоун, Мадрид, Канберра с темпом примерно 1 раз в секунду проводились измерения угла поворота плоскости поляризации радиоволн частоты  $f = 2295$  МГц, излучаемых бортовой антенной с линейной поляризацией. Полная длительность каждого из двух циклов экспериментов, включая заход аппарата за Солнце и выход из-за него, составила в 1983 г. около 7 суток. Гелиоцентрическое расстояние изменялось от 3 до  $15R_S$ . В ряде случаев, когда КА аппарат находился в зоне видимости двух наземных пунктов, измерения проводились одновременно на обоих пунктах.

Как известно, угол фарадеевского вращения плоскости поляризации электромагнитной волны, распространяющейся в магнитоактивной плазме с магнитным полем  $B$  и концентрацией  $N$ , определяется соотношением [Аллен, 1977]

$$\Psi_{\Phi} = \frac{A}{f^2} \int N B_{\ell} dl, \quad (6)$$

где  $\Psi_{\Phi}$  выражен в градусах,  $f$  — в герцах, концентрация электронов  $N$  — в  $\text{см}^{-3}$ , продольная составляющая магнитного поля  $B_{\ell}$  — в гауссах, тогда константа  $A = 1.35 \cdot 10^6$ . Интегрирование в (10) проводится вдоль луча зрения от КА до наземного измерительного пункта. Анализ данных, полученных в трех наземных пунктах, показал, что свойства флуктуаций фарадеевского вращения (ФФВ) хорошо согласуются с предположением об их альвеновском происхождении [Hollweg, 1982].

На рис. 16 показаны четыре спектра ФФВ  $G_B(\nu)$ , полученные с помощью алгоритма быстрого преобразования Фурье по 2048 отсчетам. Спектры дают информацию о флуктуациях магнитного поля альвеновских волн в интервале частот  $0.5 \text{ мГц} < \nu < 10 \text{ мГц}$ .

Все спектры, приведенные на рис. 16, имеют четко выраженную квазипериодическую составляющую, которая налагается на фоновый спектр и проявляется в виде максимума спектральной плотности. Квазипериодическая компонента представляет собой нестационарный спорадический процесс; продолжительность его существования достигает 50 мин. Величина максимумов, определяемая отношением  $G_{\max}/G_0$ , в 3–9 раз превышает спектральную плотность  $G_0$ , создаваемую фоновым спектром, который формируется ансамблем альвеновских волн со случайными амплитудами и фазами. Квазипериодические возмущения ФФВ при такой интерпретации обусловлены цугами квазимонохроматических альвеновских волн. Частоты максимумов

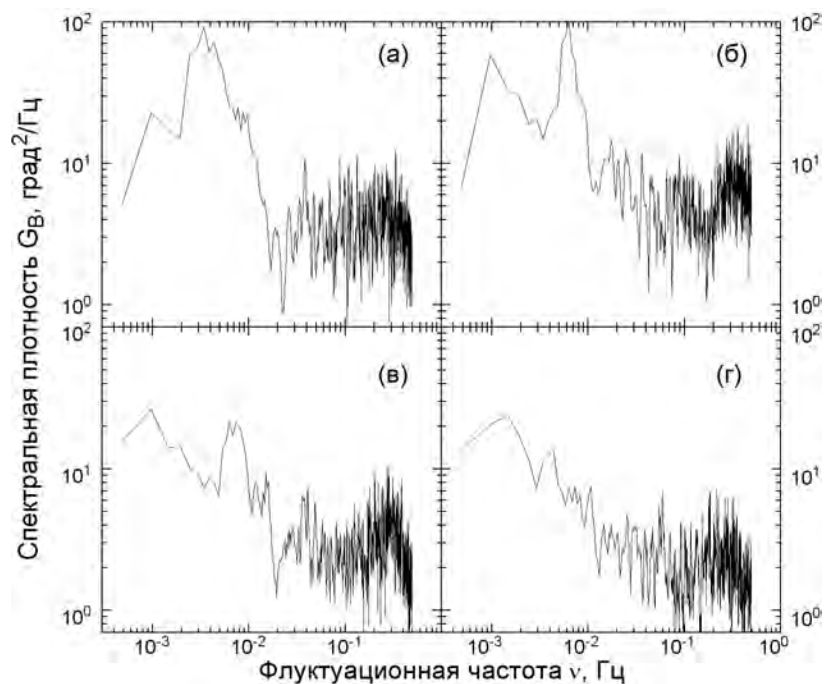


Рис. 16. Временные спектры ФФВ, полученные при обработке измерений в наземном пункте Канберра 23 декабря 1981 г.,  $R = 4.9R_S$  (а); в пункте Канберра 21 декабря 1981 г.,  $R = 5.7R_S$  (б); в пункте Голдстоун 10 января 1983 г.,  $R = 8.6R_S$  (в); в пункте Канберра 6 января 1983 г.,  $R = 11.2R_S$  (г)

$\nu_{\max}$  для спектров на рис. 16 составляют соответственно 6.18; 3.98; 3.96 и 7.62 мГц, а периоды колебаний —  $T = 1/\nu_{\max} = 2.7$ ; 4.2; 4.2 и 2.2 мин. Данные периоды относятся к диапазону хорошо известных пятиминутных колебаний, которые наблюдаются вблизи фотосферы. Эти колебания соответствуют волнам звукового типа, а их характерная частота совпадает с частотой отсечки, определяемой температурой плазмы и гравитационным ускорением [Каплан и др., 1977].

Для исследования осцилляций магнитного поля в сверхкороне Солнца воспользуемся той же методикой, которая была применена при анализе частотных флуктуаций (раздел 3), включающей а) нахождение оптимального варианта усреднения первичных данных для выявления цугов квазипериодических осцилляций; б) корреляционную обработку для определения периода колебаний; в) Фурье-анализ для обнаружения квазипериодической составляющей пятиминутного диапазона; г) вейвлет-преобразование, позволяющее выявить долгопериодические колебания.

Для анализа возможностей различных методик рассмотрим одновременные измерения ФФВ длительностью 2048 с в наземных пунктах Голдстоун и Канберра 9 января 1983 г. (всемирное время 21:25:52–22:00:00) при выходе КА HELIOS-1 из-за Солнца. Среднее значение прицельного расстояния  $R$  во время измерений составило  $R = 4.0R_S$ , а расстояние между трассами КА-Голдстоун–КА-Канберра в области их максимального приближения к Солнцу составило  $\Delta R = 2070$  км.

На рис. 17 показаны усредненные по 21 отсчету временные изменения ФФВ по данным одновременных наблюдений на пунктах Голдстоун и Канберра соответственно. Из рис. 17 видно, что в течение некоторого интервала времени, отмеченного на

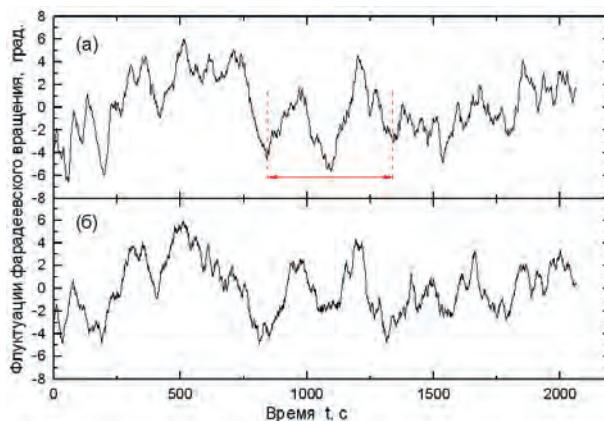


Рис. 17. Усредненные по 21 отсчету значения фарадеевского вращения, зарегистрированные в эксперименте 9 января 1983 г. в наземных пунктах Голдстоун (а) и Канберра (б);  $R = 4.0R_S$

рис. 17а стрелками, четко видны квазипериодические колебания. Длительность цуга из двух периодов составляет 450–480 с, период колебаний —  $T = 3.75\text{--}4.0$  мин., а частота  $\nu_{\max} = 1/T = 4.3\text{--}4.4$  мГц.

На рис. 18 представлены автокорреляционные  $K_a(\tau)$  (рис. 18а и б) и кросскорреляционная  $K(\tau)$  (рис. 18в) функции, где  $\tau$  — временной сдвиг. Они определялись по формулам

$$K_{a1,2}(\tau) = \frac{\langle \Psi_{1,2}(t)\Psi_{1,2}(t+\tau) \rangle}{\sigma_{1,2}}, \quad (7)$$

$$K(\tau) = \frac{\Psi_1(t)\Psi_2(t+\tau)}{\sigma_1\sigma_2}, \quad (8)$$

где индекс 1 относится к наземному пункту Голдстоун, индекс 2 — к пункту Канберра,  $\Psi_{1,2}$  — ФФВ, усредненные по 21 отсчету. Автокорреляционные и кросскорреляционные функции, определенные для одного и того же интервала измерений, имеют одинаковую форму. Их главная особенность — максимумы, свидетельствующие о наличии в случайном процессе квазипериодической составляющей. По положению максимумов относительно друг друга можно найти средний период и частоту колебаний, которые в этом случае равны  $T = 223\text{--}230$  с,  $\nu_{\max} = 4.3\text{--}4.5$  мГц соответственно. Значения  $T$  и  $\nu_{\max}$  близки к соответствующим величинам, полученным из усредненных зависимостей  $\langle \Psi(t) \rangle$ , показанных на рис. 17.

Основной максимум кросскорреляционной функции (см. рис. 21в ниже) наблюдается при  $\tau_{\max} = -9$  с. Следовательно, радиальная скорость перемещения неоднородностей равна  $V_{ap} = \Delta R/\tau_{\max} = 230$  км/с. Это значение скорости существенно превышает скорость солнечного ветра  $V$  на гелиоцентрическом расстоянии  $R = 4.0R_S$  [Bird, 2007]. Наблюдаемая величина  $V_{ap}$  относится к скорости движения неоднородностей продольной компоненты магнитного поля, т. е. к альвеновским волнам. Знак «минус» у  $\tau_{\max}$  и взаимное расположение трассы КА–Голдстоун относительно Солнца при проведении эксперимента показывает, что альвеновские волны в данном случае распространяются в направлении от Солнца.

На рис. 19 приведены Фурье-спектры (рис. 19а, б) и интегральные вейвлет-спектры (рис. 19в, г), полученные по данным одновременных измерений ФФВ в наземных пунктах Голдстоун (рис. 19а, в) и Канберра (рис. 19б, г). Фурье-спектры получены по измерениям в указанном интервале времени  $\Delta t$ , содержащем 2048 отсчетов. Интегральные вейвлет-спектры, нормированные к максимуму, представ-

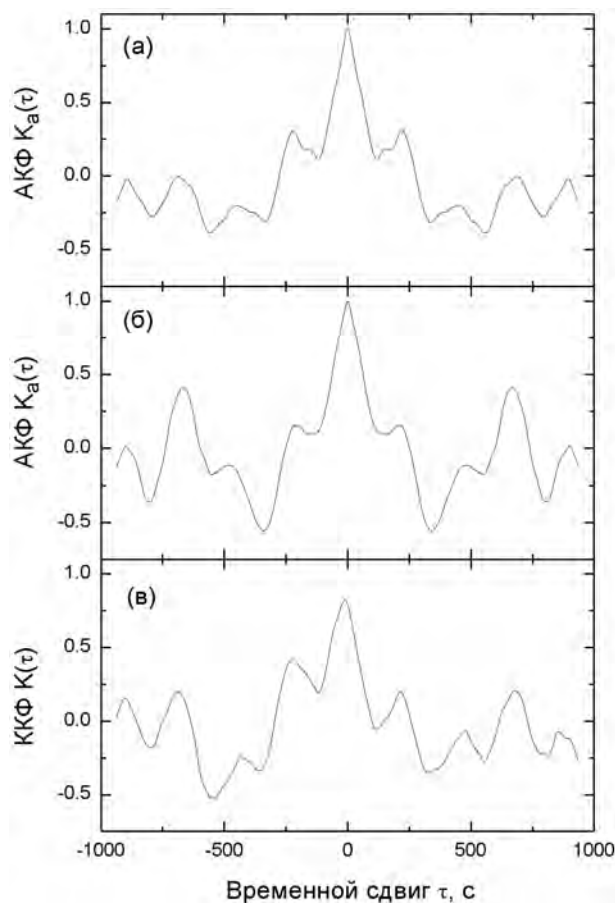


Рис. 18. Автокорреляционные (а, б) и кросскорреляционная (в) функции, полученные по измерениям ФФВ в наземных пунктах Голдстоун (а) и Канберра (б) 9 января 1983 г.,  $R = 4.0R_S$

ляют собой сумму 2048 индивидуальных (текущих) спектров, вычисленных по измерениям ФФВ на всем сеансе. Процедура нахождения вейвлет-спектров такая же, как и описанная в разделе 4 применительно к флуктуациям частоты. На всех спектрах в узком интервале флуктуационных частот  $\nu_{\max} = 3.8\text{--}4.8$  мГц (с периодами  $T = 4.0\text{--}4.4$  мин.) наблюдаются максимумы, свидетельствующие о наличии в ФФВ квазипериодических возмущений. Значения периода  $T$  близки к соответствующим значениям, полученным по автокорреляционным и кросскорреляционной функциям (рис. 18). Тот факт, что величины  $\nu_{\max}$ , определенные по одновременным измерениям на двух пунктах близки, еще раз доказывает коррелированность ФФВ на этих разнесенных на большое расстояние наземных пунктах.

Сравнение спектров, приведенных на рис. 19, а также спектров, полученных по данным других сеансов, показало, что влияние квазипериодических флуктуаций пятиминутного диапазона примерно одинаково сказывается на Фурье- и вейвлет-спектрах.

Вейвлет-преобразование позволяет выявлять не только колебания пятиминутного диапазона: на спектрах, изображенных на рис. 19в и г, четко виден еще один



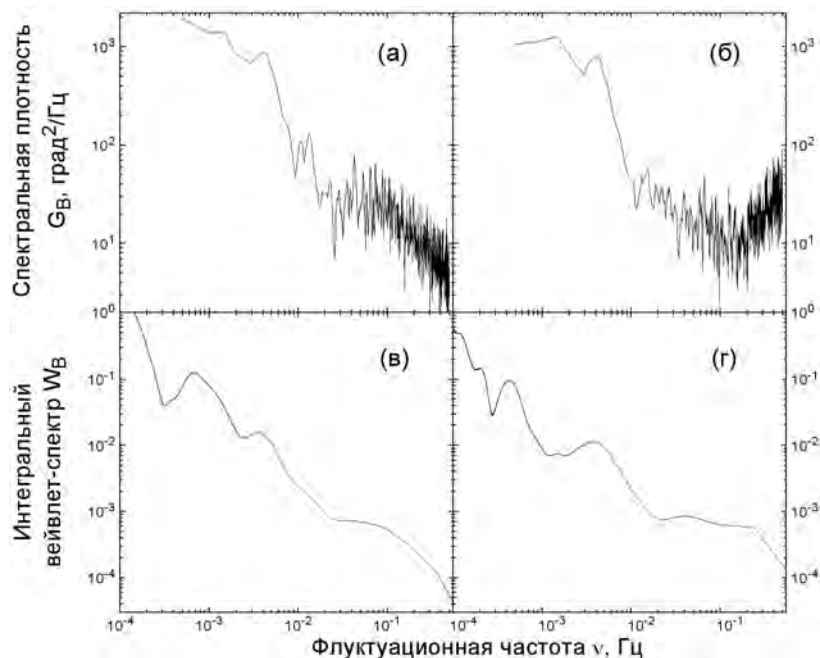


Рис. 19. Фурье-спектры (а, б) и интегральные (сумма 2048 индивидуальных спектров) вейвлет-спектры (в, г), найденные по одновременным измерениям угла поворота плоскости поляризации 9 января 1983 г., в наземных пунктах Голдстоун (а, в) и Канберра (б, г);  $R = 4.0R_S$

максимум на более низкой частоте  $\nu_{\max} = 0.45\text{--}0.61$  мГц ( $T = 27\text{--}32$  мин.), причем интенсивность этой спектральной компоненты на порядок превышает уровень составляющей пятиминутного диапазона.

В литературе имеются единичные указания на существование в сверхкороне Солнца квазипериодических флуктуаций с большими (до 1 ч) периодами [Hollweg, 1982; Edenhofer et al., 1980]. Воспользуемся методом фильтрации первичных данных и вейвлет-преобразованием для обнаружения в записях ФФВ низкочастотных колебаний магнитного поля. На рис. 20 приведены усредненные по 801 с значения угла поворота плоскости поляризации  $\Psi_\Phi$  как функции времени  $t$ , измеренные соответственно в сеансах радиопросвечивания 21.12.1981 г. (рис. 20а) и 20.12.1981 г. (рис. 20б). Длительность каждого из сеансов составила около 7 ч, а среднее значение прицельного расстояния  $4.5$  и  $6.7R_S$ . Из рис. 20а видно, что в интервалах времени  $t_1\text{--}t_2$  и  $t_3\text{--}t_4$  (отмеченных стрелками) четко видны три периода колебаний  $\Psi_\Phi$ . Период колебаний составляет 34 мин. для первого интервала и 26 мин. — для второго. Между этими дугами в течение времени  $t_2\text{--}t_3$  квазипериодические колебания также видны, но менее четко. В общей сложности, в интервале  $t_1\text{--}t_4$ , охватывающем весь сеанс, видны 11 периодов колебаний различной длительности со средним значением 31.1 мин. В другом сеансе (рис. 20б) квазипериодические флуктуации наблюдаются в течение ограниченного временного интервала. Таким образом, усреднение ФФВ позволяет в некоторых сеансах выявить дуги квазипериодических колебаний магнитного поля с периодом, составляющим несколько десятков минут.

Как показали расчеты, вейвлет-анализ обнаруживает периодические вариации различных периодов практически во всех анализируемых в этой работе сеансах

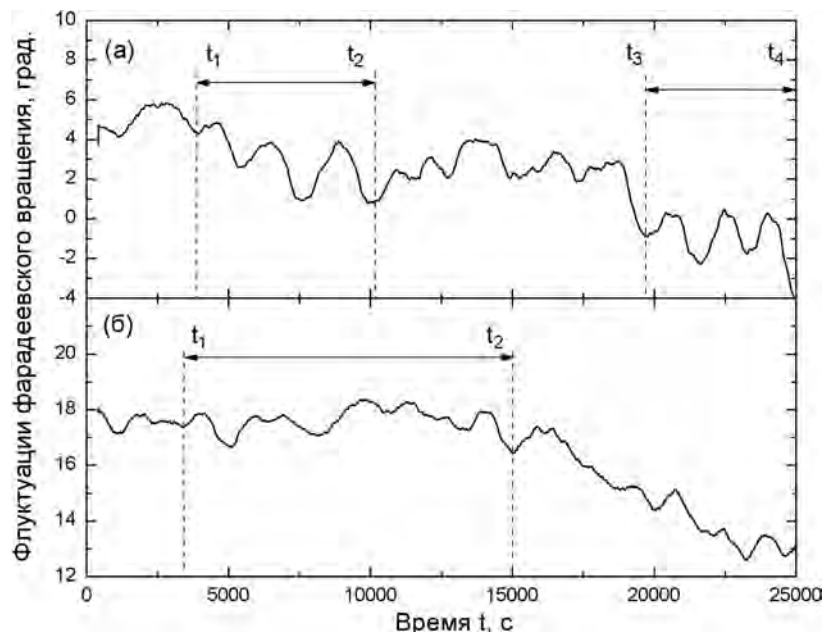


Рис. 20. Усредненные по 800 отсчетам значения угла поворота плоскости поляризации в экспериментах 21 декабря 1981 г.,  $R = 4.5R_S$  (а) и 20 декабря 1981 г.,  $R = 6.7R_S$  (б)

поляризационного радиопросвечивания. Для обнаружения квазипериодических ФФВ с помощью вейвлет-анализа из результатов измерений исключалась медленно изменяющаяся составляющая, аппроксимирующая в виде полинома регулярный ход за весь сеанс. Для остаточных отклонений на каждом интервале, содержащем 512 отсчетов, вычислялся интегральный вейвлет-спектр, представляющий собой сумму из 512 индивидуальных спектров, определяемых по данным ФФВ за весь сеанс. Продолжительность сеансов составляла  $10^4 - 3 \cdot 10^4$  с. Длительность интервала 512 с выбрана как оптимальная с учетом того, что продолжительность цугов колебаний пятиминутного диапазона, как правило, составляет около 10 мин. На рис. 21 показаны четыре интегральных вейвлет-спектра, полученные по данным экспериментов, проведенных при различных гелиоцентрических расстояниях от  $5.3$  до  $11.4R_S$ . На всех спектрах в интервале флуктуационных частот  $\nu = 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-2}$  Гц ( $T = 2 - 160$  мин.) наблюдаются четко выраженные максимумы, которые свидетельствуют о наличии квазипериодических колебаний угла поворота плоскости поляризации в указанном диапазоне частот, включая классический период колебаний характеристик Солнца  $T = 160$  мин. [Северный и др., 1985]. Число максимумов спектра достигает пяти, а их величина в некоторых случаях превышает фоновое значение на порядок. На спектрах, изображенных на рис. 21а, б и г, наблюдаются максимумы (указаны стрелками) на частотах, соответствующих пятиминутному диапазону.

Особенности спектров, приведенных на рис. 21, можно объяснить следующим образом. Наблюдаемые в экспериментах поляризационного радиопросвечивания ФФВ обусловлены фоновой составляющей, спектр которой уменьшается с частотой флуктуаций, и суперпозицией нескольких цугов альвеновских волн с различными периодами, в том числе альвеновских волн пятиминутного диапазона.

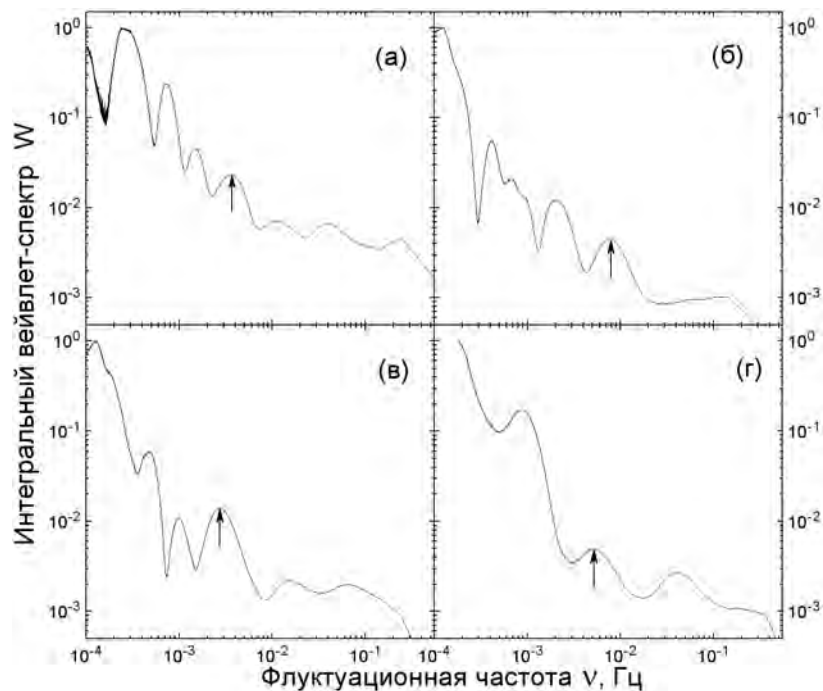


Рис. 21. Интегральные вейвлет-спектры (сумма 512 индивидуальных спектров), полученные по измерениям угла поворота плоскости поляризации в пунктах: Канберра 23.12.1981 г.,  $R = 5.3R_S$  (а); Мадрид 10.01.1983 г.,  $R = 6.7R_S$  (б); Голдстоун 20.12.1981 г.,  $R = 7.4R_S$  (в); Канберра 06.01.1983 г.,  $R = 11.45R_S$  (г)

### Заклучение

По наблюдениям запаздывания флуктуационных эффектов на наземных пунктах получен большой объем информации о скорости низкоширотного солнечного ветра  $V$  в интервале гелиоцентрических расстояний  $7-70R_S$  для низкого и высокого уровня солнечной активности, а также в интервале гелиоширот от  $0$  до  $90^\circ$ . Из этих данных следует, что ускорение низкоширотного солнечного ветра наблюдается до гелиоцентрических расстояний  $R \approx 20R_S$ , а на больших дистанциях имеет место режим сформировавшегося течения с независимой от расстояния  $R$  скоростью  $V$ . Сравнение данных, полученных в разные годы с помощью различных КА, свидетельствует о том, что радиальное распределение  $V(R)$  остается фактически неизменным в течение одиннадцатилетнего цикла солнечной активности.

По спектрам частоты зондирующего сигнала определены значения показателя степени  $p$  трехмерного пространственного спектра турбулентности околосолнечной плазмы в зависимости от гелиоцентрического расстояния и гелиошироты для низкой и высокой солнечной активности. Показано, что радиальные изменения скорости солнечного ветра и показателя степени подобны, причем в течение всего цикла солнечной активности. Следовательно, изменение режима турбулентности и истечения солнечного ветра происходят синхронно. В области установившегося течения скорость  $V$  флуктуирует около среднего значения, а показатель степени  $p = 3.67$  такой же, как и для турбулентности Колмогорова–Обухова. В области ускорения плазмы при  $R < 20R_S$  спектр турбулентности уплощается, и режим турбулентности

отличается от колмогоровского. Таким образом, на основе экспериментов радиопросвечивания околосолнечной плазмы сигналами КА установлено фундаментальное свойство солнечного ветра — режим истечения плазмы и режим турбулентности низкоширотного солнечного ветра практически не изменяются в течение цикла солнечной активности. Неизменность режима и радиальной эволюции можно объяснить тем, что в отличие от полярных областей структура магнитных полей приэкваториальной короны Солнца является сравнительно стабильной.

В результате анализа данных, полученных в экспериментах радиозондирования солнечного ветра сигналами космических аппаратов MARS-EXPRESS (2004, 2006, 2008/09 гг.), VENUS-EXPRESS (2006 г.), зонда ROSETTA (2006 г.), во временных спектрах флуктуаций частоты впервые обнаружены квазипериодические компоненты. Выделенная квазипериодическая модуляция присутствует в 20% времени наблюдения и носит спорадический характер. Характерное время жизни квазипериодических возмущений составляет 30–60 мин. Средняя частота квазипериодических флуктуаций  $\nu_{\max} = 4.5$  мГц (период  $\sim 3.7$  мин.). Ответственные за флуктуации частоты квазипериодические флуктуации плотности плазмы во внутреннем солнечном ветре можно объяснить распространяющимися от Солнца магнитогиродинамическими волнами, которые играют важную роль в энергетическом балансе солнечной короны и солнечного ветра. Впервые к данным радиозондирования применено вейвлет-преобразование. Получены интегральные вейвлет-спектры для различных гелиоцентрических расстояний. Показано, что на этих спектрах регулярно наблюдаются максимумы, появление которых свидетельствует о существовании цугов колебаний частоты зондирующих сигналов с периодом 80 мин. Подтверждение полученных результатов было представлено в докладе японских специалистов (США, октябрь 2012 г.), содержащем результаты обработки материалов радиозондирования солнечного ветра сигналами космического аппарата AKATSUKI.

Для получения информации о квазипериодических колебаниях магнитного поля альвеновских волн в околосолнечной плазме было использовано вейвлет-преобразование данных фарадеевского вращения плоскости поляризации зондирующих плазму радиоволн. Анализировались данные, полученные с помощью космических зондов HELIOS-1 и HELIOS-2 (1981, 1983 гг.). Установлено, что наряду с обнаруженными ранее авторами этой работы осцилляциями пятиминутного диапазона наблюдаются квазипериодические флуктуации фарадеевского вращения с периодами, изменяющимися от 2 до 160 мин.

### Список литературы

- [Аллен, 1977] Аллен К. У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. С. 446.
- [Астафьева, 1996] Астафьева Н. М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166. № 11. С. 145.
- [Воронцов, Жарков, 1981] Воронцов С. В., Жарков В. Н. Собственные колебания Солнца и планет-гигантов // Успехи физ. наук. 1981. Т. 134. № 4. С. 675.
- [Ефимов и др., 2013а] Ефимов А. И., Луканина Л. А., Рогашкова А. И. и др. Квазипериодические колебания частоты радиоволн в околосолнечной плазме по данным экспериментов радиозондирования // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58. № 4. С. 477–487.
- [Ефимов и др., 2013б] Ефимов А. И., Луканина Л. А., Рогашкова А. И. и др. Квазипериодические флуктуации фарадеевского вращения плоскости поляризации при радиозондировании околосолнечной плазмы // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58. № 9. С. 916–925.
- [Ефимов и др., 2011] Ефимов А. И., Луканина Л. А., Рогашкова А. И. и др. Квазипериодические возмущения в околосолнечной плазме при двухчастотном радиозондировании

- сигналами космических аппаратов // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56. № 12. С. 1433–1443. (J. Commun. Techn. Electr. 2011. V. 56. № 12. P. 1407-1416.)
- [Ефимов и др., 2010а] *Ефимов А.И., Луканина Л.А., Самознаев Л.Н. и др.* Интенсивность флуктуаций частоты радиосигналов космических аппаратов в окосолнечной плазме // Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55. № 11. С. 1343–1349. (J. Comm. Techn. Electr. 2010. V. 55. № 11. P. 1253–1259).
- [Ефимов, 2010б] *Ефимов А.И., Луканина Л.А., Самознаев Л.Н. и др.* О пространственном распределении характеристик турбулентности во внутреннем солнечном ветре // Астрономич. ж. 2010. Т. 87. № 5. С. 492–502. (Astron. Rep. 2010. V. 87. No. 5 P. 446–455.)
- [Ефимов и др., 2010с] *Ефимов А.И., Иمامура Т., Ояма К.-И. и др.* Свойства турбулентности солнечного ветра по данным радиозатменных экспериментов с космическим аппаратом NOZOMI // Астрономич. ж. 2010. Т. 87. № 11. С. 1120–1129.
- [Ефимов и др., 2009] *Ефимов А.И., Луканина Л.А., Самознаев Л.Н. и др.* Анализ частотных флуктуаций радиоволн в окосолнечной плазме по данным космического аппарата GALILEO // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54. № 7. С. 773–784.
- [Ефимов и др., 2000] *Ефимов А.И., Самознаев Л.Н., Андреев В.Е. и др.* Квазигармонические флуктуации фарадеевского вращения радиоволн при зондировании внешней короны Солнца // Астрон. журн. 2000. Т. 26. № 8. С. 630.
- [Ефимов и др., 1981] *Ефимов А.И., Яковлев О.И., Штрыков В.К. и др.* Разнесенные наблюдения флуктуаций частоты и фазы радиоволн, рассеянных окосолнечной плазмой // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26. № 8. С. 811.
- [Каплан и др., 1977] *Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Цытович В.Н.* Физика плазмы солнечной атмосферы. М.: Наука, 1977. С. 255.
- [Северный и др., 1985] *Северный А.Б., Котов В.А., Цап Т.Т.* Колебания Солнца с периодом 160 минут и другие долгопериодные колебания: анализ спектра мощности за 9 лет наблюдений и интерпретация // Изв. Крымской астрофизической обсерватории. 1985. Т. 81. С. 3.
- [Чашей и др., 2000] *Чашей И.В., Ефимов А.И., Рудаиш В.К., Бёрд М.К.* Анизотропия и скорости мелкомасштабных неоднородностей в области ускорения солнечного ветра // Астрон. журн. 2000. Т. 77. № 9. С. 713.
- [Яковлев, 1998] *Яковлев О.И.* Космическая радиофизика. М. РФФИ, 1998.
- [Яковлев и др., 1989] *Яковлев О.И., Ефимов А.И., Якубов В.П. и др.* Флуктуации частоты и фазы радиоволн в двух разнесенных пунктах при просвечивании окосолнечной плазмы и скорость солнечного ветра // Известия ВУЗов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 5. С. 351.
- [Яковлев и др., 1987] *Яковлев О.И., Ефимов А.И., Рубцов С.Н.* Динамика и турбулентность солнечного ветра в области его формирования по данным радиопросвечивания с применением аппаратов «Венера-15» и «Венера-16» // Космич. исслед. 1987. Т. 25. № 2. С. 251.
- [Якубов и др., 1989] *Якубов В.П., Яковлев О.И., Ефимов А.И. и др.* Волны плотности в окосолнечной плазме // Космич. исслед. 1989. Т. 27. № 5. С. 772–776.
- [Bird, 2007] *Bird M.K.* Coronal Faraday rotation of occulted radio signals // Astron & Astrophys Transactions. 2007. V. 26. № 6. P. 441.
- [Chashei et al., 2007] *Chashei I.V., Efimov A.I., Bird M.K., Plettemeier D.* Solar wind turbulence from radio occultation data // Astron. Astrophys. Trans. 2007. V. 26. P. 611–620.
- [Edenhofer et al., 1980] *Edenhofer P., Bird M.K., Volland H., Hollweg J.V.* Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft. Hamburg, 1980. № 50. S. 42.
- [Efimov et al., 2012] *Efimov A.I., Lukanina L.A., Samoznaev L.N. et al.* Quasi-periodic fluctuations observed during coronal radio sounding experiments 1991–2009 // Adv. Space Res. 2012. V. 49. P. 500–508.
- [Efimov et al., 2008] *Efimov A.I., Samoznaev L.N., Bird M.K., Chashei I.V., Plettemeier D.* Solar wind turbulence during the solar cycle deduced from GALILEO coronal radio sounding experiments // Adv. Space Res. 2008. V. 42. P. 117–123.

- [Hollweg, 1982] *Hollweg J. V., Bird M. K., Volland H. et al.* Possible evidence for coronal Alfvén waves // *J. Geophys. Res.* 1982. V. 87. № A1. P. 1.
- [Tokumaru et al., 2012] *Tokumaru M., Fujimaki S., Higshiyama M. et al.* Two-station interplanetary scintillation measurements of solar wind speed near the sun using the X-band radio signal of the NOZOMI spacecraft // *Solar Phys.* 2012. V. 276. Issue 1-2. P. 315–336.
- [Woo, Armstrong, 1979] *Woo R., Armstrong J. W.* Spectral radio scattering observations of the power spectrum of electron density fluctuations in the solar wind // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84. № 12. P. 7288.

## II.2. НОВЫЕ СВЕДЕНИЯ О СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЙ С ОЧЕНЬ ВЫСОКИМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

*Г. Н. Застенкер*

Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

### 1. Введение

В предыдущем сборнике [[Плазменная гелиогеофизика, 2008](#)] были рассмотрены основные свойства солнечного ветра, полученные в измерениях со сравнительно невысокими скоростями (минуты и десятки секунд). При этом подчеркивалось стремление экспериментаторов постоянно повышать временное разрешение измерений. Так, уже в середине 90-х гг. XX в. была достигнута периодичность регулярных измерений параметров плазмы в несколько секунд (аппараты WIND, ACE, Themis, Интербол-1 и др.). Затем техника эксперимента снова шагнула вперед и с 2011 г. на орбите спутника Земли заработал быстрый энергоспектрометр БМСВ, который позволяет достигать крайне высокого временного разрешения — от 3 до 0.03 с. Как всегда бывает — новый шаг в технике позволяет получить новые и важные результаты, описанию которых и посвящена настоящая статья.

### 2. Методика измерений

Быстрый монитор солнечного ветра (БМСВ), см. рис. 1, представляет собой моноблок с 6 датчиками и обслуживающей их электроникой. Детальное описание этого прибора дано в статьях [[Застенкер и др., 2013](#); [Safrankova et al., 2013a](#)], и здесь мы только отметим ряд его особенностей.

В качестве датчиков использовались шесть интегральных цилиндров Фарадея, три из которых («прямые») были ориентированы своими осями в направлении на Солнце, а оси трех других («отвернутых») были отклонены от этого направления на 20°. На управляющие сетки «прямых» датчиков подавалось пилообразное запирающее ионы напряжение амплитудой до 3 кВ, что позволяло измерять энергетические спектры потока ионов солнечного ветра (СВ) с временным разрешением 3 с. Из этих спектров определялись основные параметры СВ — переносная скорость, изотропная температура и плотность потока ионов, а также (при определенных условиях) содержание в СВ ионов гелия. Из показаний трех «отвернутых» датчиков определялись с разрешением в 31 мс величина и два угла направления потока ионов.

Спутник «Спектр-Р» был запущен 18.07.2011 г. на уникальную высокоэллиптическую орбиту с апогеем 360 тыс. км и перигеем, менявшимся от нескольких тысяч километров до нескольких десятков тысяч километров [[Застенкер и др., 2015](#)]. На рис. 2 показана эта орбита в проекции на экваториальную плоскость магнитосферы и эволюция ее положения относительно магнитосферы в течение первого года работы спутника.



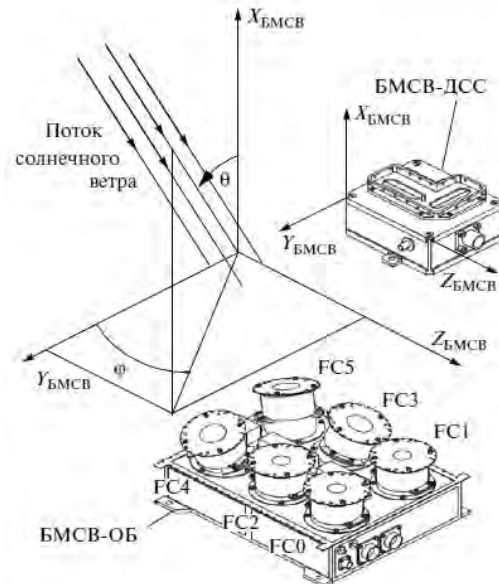


Рис. 1. Вид прибора БМСВ

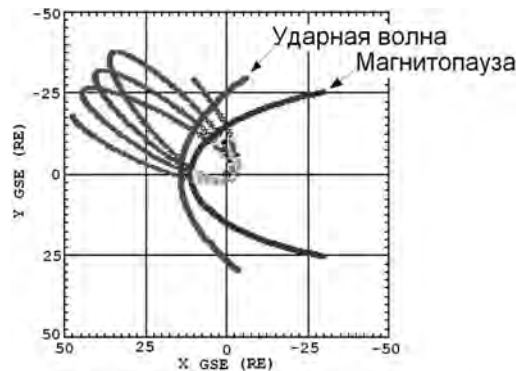


Рис. 2. Положение орбит спутника «Спектр-Р» в некоторые месяцы 2011 г. Толстой линией отмечено среднее положение магнитопаузы, тонкой — среднее положение околоземной ударной волны

### 3. Изучение быстрой изменчивости структуры потока ионов солнечного ветра [Застенкер и др., 2015]

Систематическое изучение вариаций величины и направления потока ионов показывает высокую изменчивость этих параметров. Типичный пример такой изменчивости на довольно длинном интервале, 13 ч, представлен на рис. 3. Из этих графиков видно, что поток ионов испытывает большие вариации в диапазоне  $2-9 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , полярный угол (т. е. угол между вектором потока и направлением на Солнце) изменяется в пределах  $0-13^\circ$ , а азимутальный угол (т. е. угол в плоскости, перпендикулярной направлению на Солнце) — в пределах  $0-360^\circ$ .

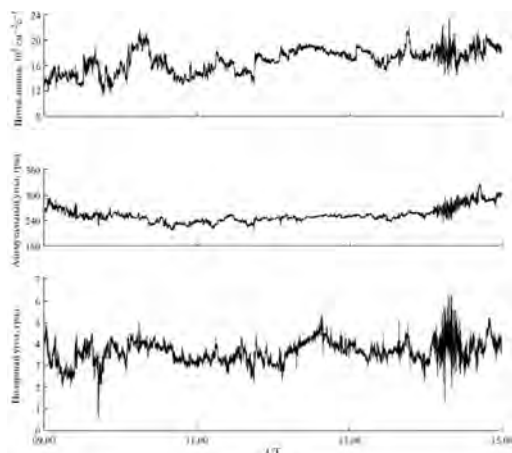


Рис. 3. Пример изменчивости вектора (величины и двух углов — полярного и азимутального) потока ионов солнечного ветра на длинном временном интервале

Однако существенные вариации вектора потока ионов наблюдаются и на весьма коротких интервалах, как показано в качестве примера на рис. 4. Здесь на интервале всего в 20 с видны большие и быстрые (в диапазоне от секунд до долей секунды) вариации величины потока (в пределах  $4.2\text{--}4.8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) и несколько более медленные (в диапазоне от секунды до нескольких секунд) вариации полярного (на  $0.5\text{--}1.5^\circ$ ) и азимутального (на  $5\text{--}15^\circ$ ) углов.

Таким образом, в отличие от прежних работ, представлявших, в основном, усредненные на больших интервалах величины (среднечасовые или среднесуточные) в наших измерениях впервые было показано, что направление потока ионов в солнечном ветре может испытывать большие и быстрые вариации на интервалах длительностью всего лишь в несколько секунд.

Здесь будет уместна такая простая аналогия. Если сад поливается из шланга, то вода течет широкой однородной струей. Но если одеть на шланг распылитель от

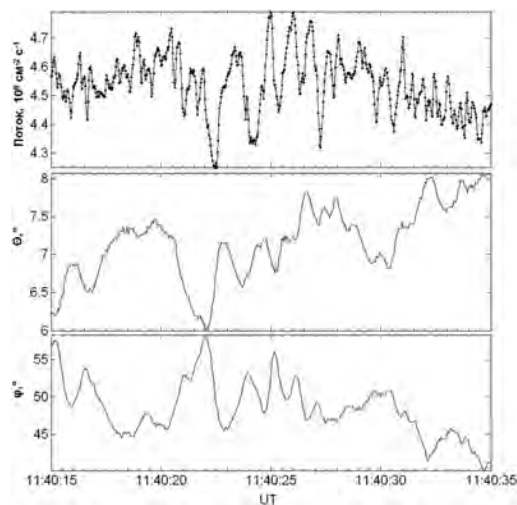


Рис. 4. То же, что на рис. 3 но на коротком временном интервале

лейки, то вода будет течь отдельными струйками с различными направлениями. Так и поток ионов солнечного ветра набегает на космический аппарат отдельными непересекающимися струями с постоянно изменяющимися направлениями. При этом роль рассекателя, по-видимому, выполняют условия в верхней короне, где и формируется солнечный ветер.

Наблюдаемое на рис. 4 различие в частотах вариаций величины потока ионов и его полярного угла может быть объяснено тем, что вариации величины потока связаны, в первую очередь, с вариациями плотности, являющейся наиболее быстро изменяемым параметром СВ, а вариации полярного угла связаны с изменениями скорости солнечного ветра, которая меняется заметно медленнее, чем его плотность.

Для оценки геоэффективности солнечного ветра существенным является знание его направления и, в частности, его отклонения от направления на Солнце. Среднее поведение направления солнечного ветра может быть проиллюстрировано представленной на рис. 5 гистограммой распределения полярных углов вектора потока ионов

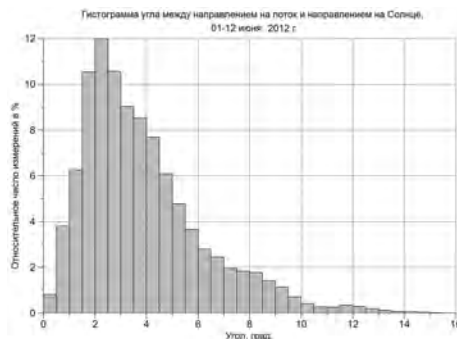


Рис. 5. Гистограмма распределения полярных углов вектора потока ионов СВ на интервале 12 сут.

солнечного ветра на интервале 12 сут. Из этой гистограммы видно, что отклонение вектора потока ионов от направления на Солнце, в среднем, (в максимуме довольно широкого распределения) составляет 2–3°, при этом 75% данных лежат в интервале 1–5° от этого направления, однако имеется и длинный «хвост» распределения с углами до 15°. При этом быстрые вариации полярного угла (за время около 10 с и меньше) в большей части времени наблюдений имеют малые амплитуды — порядка 0.2–0.7°, однако время от времени (в среднем 1–2 раза в сутки) встречаются быстрые (за время около 10 с) и большие скачки полярного угла с амплитудами 5–10° и даже больше.

Вариации азимутального угла вектора потока ионов оказываются заметно более медленными, чем вариации его полярного угла. Азимутальные углы, как правило, сохраняют свое относительное постоянство в пределах десятка градусов на интервалах в несколько часов.

#### 4. Анализ спектральных свойств вариаций параметров солнечного ветра [Safrankova et al., 2013b; Ryazantseva et al., 2014]

На основе систематического измерения параметров солнечного ветра с временным разрешением 31 мс был выполнен спектральный анализ этих данных в соответствующем диапазоне частот. На рис. 6 приведен пример спектра мощности вариаций

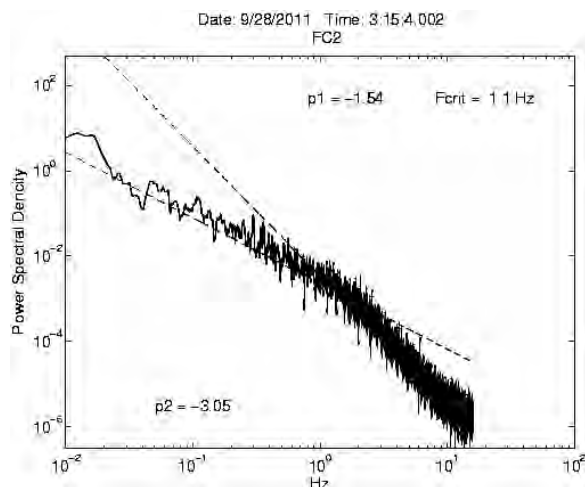


Рис. 6. Спектр мощности вариаций потока ионов СВ

потока ионов в диапазоне от  $10^{-2}$  до 15 Гц на интервале 20 мин. В двойном логарифмическом масштабе этот спектр достаточно гладок, не имеет локальных максимумов и хорошо аппроксимируется двумя прямыми линиями, показанными на рис. 6 штрихами. Полученный частотный спектр вариаций величины потока четко разделяется на две ветви — низкочастотную (от нижней границы рассматриваемого диапазона и примерно до 1 Гц) и высокочастотную (примерно от 1 Гц и до верхней границы диапазона). Граница между этими диапазонами вариаций (т. е. частота излома спектра или критическая частота) и является границей между инерциальным и диссипативным диапазонами флуктуаций. Эта граница предсказывалась на основе наблюдения фрактальных свойств верхней короны Солнца и наблюдалась по магнитным данным, но по измерениям плазмы найдена нами впервые.

В данном примере для вариаций величины потока эта граница находится на частоте около 1.1 Гц, а для вариаций полярного угла — на частоте около 0.5 Гц. Положение этой границы в зависимости от условий в солнечном ветре, как показано на рис. 7 на довольно небольшой статистике, 26 спектров, меняется в довольно широких пределах — от 0.1 до 0.9 Гц для вариаций полярного угла и от 0.4 до 2.6 Гц для величины потока. Однако прямой связи граничной частоты с каким-либо параметром СВ установить не удалось. Сравнение граничных частот с вычисленной для условий эксперимента протонной гирочастотой показывает, что граничные частоты оказываются на порядок больше гирочастоты протонов.

Наклоны обеих ветвей спектров вариаций величины и полярного угла потока ионов, т. е. их спектральные индексы, также варьируют в широких пределах и составляют, в среднем, около  $(-1.5)$  в низкочастотной области, что близко к известной классической оценке Колмогорова для спектров турбулентности  $(-5/3)$ , и около  $(-2.8)$  в высокочастотной области.

С помощью специального высокопропускного режима определения параметров СВ были получены частотные спектры их вариаций в том же диапазоне. Все эти спектры также имеют излом на границе инерциального и кинетического диапазонов флуктуаций [Safrankova et al., 2013b]. При этом, как и следовало ожидать (см. выше), граничная частота для вариаций спектров плотности близка к таковой для вариаций спектров потока, а граничные частоты для спектров вариаций переносной и тепловой скоростей близки к частотам для вариаций полярного угла.

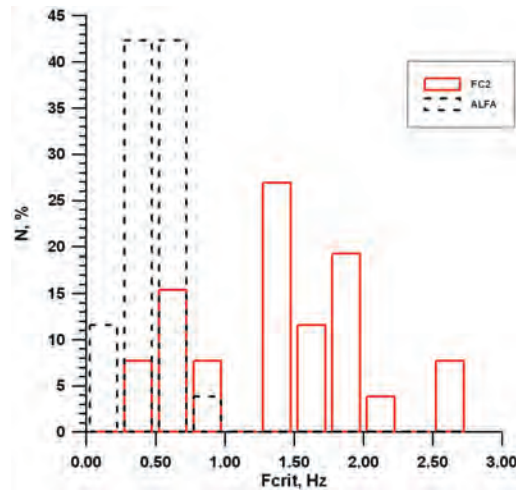


Рис. 7. Гистограмма распределения критических частот для вариаций величины потока ионов (сплошные линии) и вариаций полярного угла (штриховые линии)

## 5. Определение длительности и протяженности фронтов и наблюдение осцилляторной структуры межпланетных и околоземной ударных волн [Nemecek et al., 2013; Застенкер и др., 2014a]

По данным прибора БМСВ было проведено изучение тонкой структуры плазмы на фронтах межпланетных и околоземной ударных волн. Хотя по магнитному полю отдельные оценки были получены, но измерения фронтов плазмы сделать не удалось из-за недостаточного разрешения. В наших измерениях эта трудность впервые была преодолена.

На рис. 8 и 9 представлены примеры двух типов возрастных потоков ионов на фронтах межпланетных ударных волн. На рис. 8 показан фронт с монотонным возрастанием потока ионов примерно в два раза за время около 0.15 с. В других подобных событиях длительность фронта варьировалась от 0.2 до 0.8 с.

На рис. 9 показан другой, тоже нередко встречающийся, тип фронта межпланетной ударной волны — резкое возрастание потока ионов примерно в 8 раз и одновременно спад полярного угла на  $6^\circ$  и его возвращение обратно примерно за 0.3–0.4 с и следующие за этим фронтом осцилляторные (квазигармонические с затухающей амплитудой) вариации и величины потока и полярного угла. Наблюдаются примерно пять периодов вариаций с амплитудами от 40 до 20% по потоку и от  $4$  до  $2^\circ$  по углу и с периодом около 0.4 с. В других подобных событиях периоды этих колебаний составляли от 0.2 до 1.0 с.

Вопрос о причине таких колебаний потока ионов и его полярного угла пока остается открытым, можно лишь предположить, что он связан с развитием определенных неустойчивостей плазмы при резком изменении ее энергетике (скорости и температуры) под действием ударной волны.

Для ряда межпланетных ударных волн с коротким монотонным фронтом (типа показанного на рис. 8) было осуществлено (также впервые) определение толщины этого фронта, исходя из измерений его длительности и оценки скорости движения ударной волны на основе сопоставления времен ее прохождения через несколько достаточно

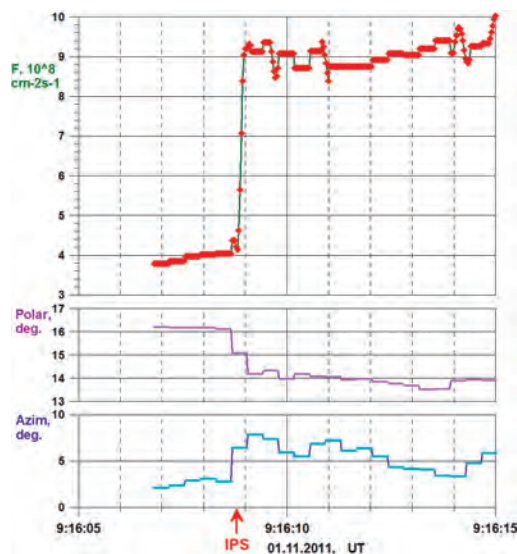


Рис. 8. Возрастание потока ионов на фронте межпланетной ударной волны (точки поставлены каждые 31 мс). На нижних панелях показаны вариации полярного и азимутального углов

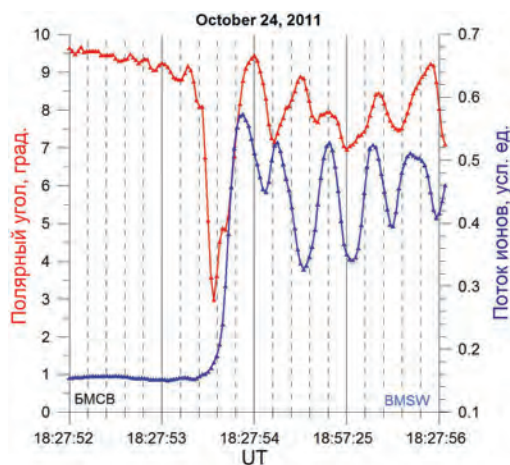


Рис. 9. Осцилляционные вариации потока ионов и полярного угла на фронте межпланетной ударной волны

широко расставленных космических аппаратов. Эти скорости составляли обычно 550–750 км/с. Полученные для 8 событий такие оценки толщины представлены на рис. 10. Видно, что значения толщины фронта меняются от 60 до 450 км при средней их величине около 200 км. Эти толщины по порядку величины приблизительно соответствуют нескольким (3–4) гирорадиусам протонов для значения их тепловой скорости за фронтом [Nemecek et al., 2013].

По данным прибора БМСВ было проведено также определение длительности плазменных фронтов околоземной ударной волны и была получена оценка этой длительности в диапазоне от единиц и до десятка секунд. Возникает вопрос: почему же длительности этих фронтов на порядок больше длительностей фронтов меж-

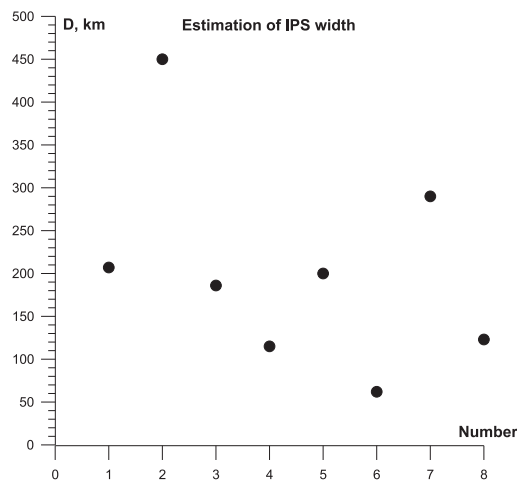


Рис. 10. Толщины фронтов нескольких межпланетных ударных волн

планетных ударных волн. Это очевидно, связано не с тем, что толщины фронтов околоземной ударной волны заметно больше аналогичных величин для межпланетных волн, скорее всего эти толщины одного порядка величины, а просто скорости движения околоземной ударной волны, т. е. изменения ее положения относительно спутника, хотя и превышают значительно скорости движения спутника (несколько км в секунду), но значительно (примерно на порядок) меньше скорости движения межпланетных ударных волн.

## 6. Изучение быстрых вариаций относительного содержания и скорости ионов гелия в солнечном ветре [Safrankova et al., 2013c; Застенкер и др., 2014b]

Спектрометр БМСВ, данные которого используются в данном исследовании, не имеет устройства для масс-селекции ионов, однако его высокое энергетическое разрешение ( $\sim 1\%$ ) позволяет проводить анализ измерявшихся permanently энергетических спектров ионов солнечного ветра по величине их энергии на заряд. Такой анализ дает возможность при определенных условиях разделить энергетический спектр ионов на две явно выраженных составляющие — спектры протонов и спектры дважды ионизованных ионов гелия. Тем самым была реализована возможность систематического изучения с высоким временным разрешением вариаций содержания и (несколько менее детально) относительной скорости ионов гелия в солнечном ветре.

Пример такой энергоспектрограммы ионов солнечного ветра на интервале около 6 ч приведен на рис. 11. Можно видеть наличие двух наборов энергетических спектров — нижнего, более интенсивного, с энергией на заряд около 1300 эВ, и верхнего — менее интенсивного, с энергией на заряд в два раза больше — около 2600 эВ. Очевидно, что нижний ряд спектров принадлежит протонам, а верхний — дважды ионизованным ионам гелия.

Из спектрограмм такого типа вычислялись относительное содержание ионов гелия (т. е. отношение плотности гелия к плотности протонов  $N_a/N_p$ ) и отношение переносных скоростей гелия и протонов (т. е. величина  $V_a/V_p$ ). Пример вариаций относительного содержания ионов гелия для 20-часового интервала наблюдений



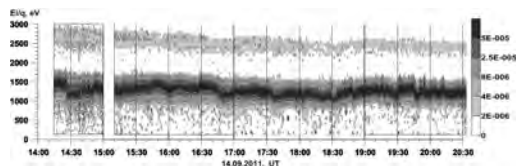


Рис. 11. Энергоспектрограмма потока ионов солнечного ветра, отселенного по величине энергии ионов на их заряд. Нижний ряд спектров — протоны, верхний ряд — дважды ионизованные ионы гелия. Интенсивность почернения спектров пропорциональна величине потока в соответствии со шкалой справа

представлен на рис. 12а. Из таких данных впервые было установлено, что в отличие

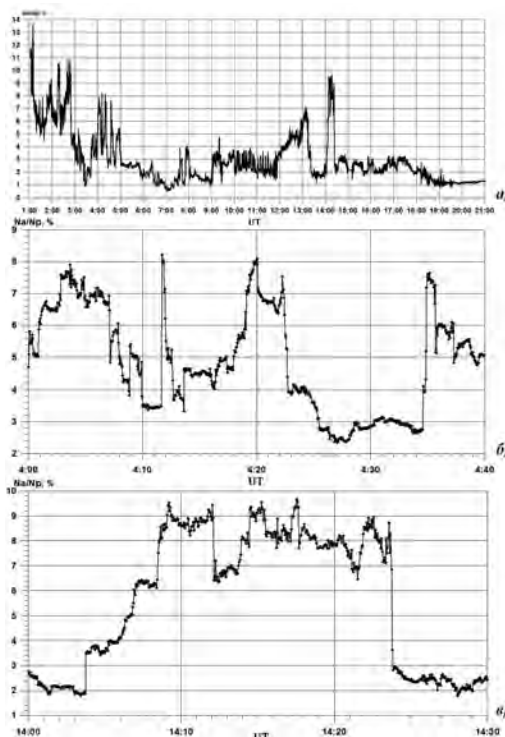


Рис. 12. Пример вариаций относительного содержания ионов гелия в солнечном ветре. Точки стоят через 3 с

от прежних работ, представлявших, в основном, усредненные на больших интервалах величины (среднечасовые или среднесуточные), относительное содержание в солнечном ветре ионов гелия может варьироваться в весьма широких пределах (от долей процента до 10–15%) за весьма малые времена. На рис. 12б представлено детальное рассмотрение части этого интервала, которое показывает, что такие быстрые вариации  $N_a/N_p$  происходят на интервалах в десяток секунд и даже в несколько секунд (см., например, возрастание содержания на 5% за 12 с около 4:35UT или возрастание содержания всего за 3 с с 3.5 до 8.2% около 4:12UT).

С другой стороны, надо отметить, что получаемые из спектрограмм типа рис. 11 данные об относительной скорости ионов гелия имеют недостаточно высокую точ-

ность, около 2 км/с, и позволяют только сказать, что в течение всего рассматриваемого интервала расхождение переносных скоростей протонов и ионов гелия не превышает указанной оценки, т. е. около 0.5% скорости протонов.

Проведенное нами систематическое измерение в течение 100 ч быстрых вариаций содержания ионов гелия было суммировано в сводной гистограмме на рис. 13. Эта

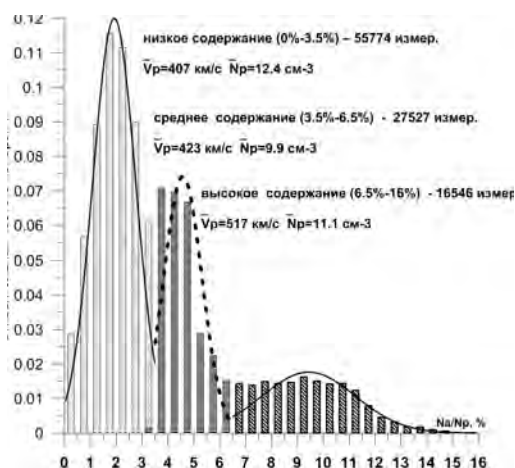


Рис. 13. Гистограмма распределения содержания ионов гелия в солнечном ветре за 100 ч измерений

гистограмма демонстрирует довольно своеобразное трехпиковое распределение содержания ионов гелия в СВ. Основной пик с максимумом на содержании около 2%, включающий в себя около 57% измерений приходится на потоки с малым содержанием гелия — от 0.5% до 3.2%. Следующий пик (среднее содержание) с максимумом на 4.5% включает в себя около 27% измерений. И последний пик (высокое содержание) с максимумом на 9% и «хвостом» до 15% включает в себя около 16% измерений. При этом, как и следовало ожидать, потоки с высоким содержанием гелия соответствуют, в среднем, более высокой скорости солнечного ветра.

Важным вопросом является выявление возможной связи содержания гелия с величиной плотности протонов. Такие предположения высказывались на основе изучения содержания гелия по сильно усредненным (среднесуточным или даже среднегодовым) данным. Однако наши измерения быстрых вариаций содержания гелия (см. работу [Застенкер и др., 2014b]) показывают, что функциональная связь плотностей  $N_a$  и  $N_p$  не имеет места и соотношения между ними (и корреляция их поведения, от синфазности до антифазности) на минутных и часовых интервалах измерений могут быть самыми различными, кусочно стабильными, но существенно меняющимися от события к событию.

Отсюда вытекает весьма любопытный вывод. Если кусочная стабильность содержания гелия или корреляция поведения плотностей  $N_a$  и  $N_p$  сохраняются на некотором интервале, а затем резко меняются при переходе к следующему интервалу, то это может свидетельствовать в пользу гипотезы о мелкой «зернистости» солнечной короны в отношении содержания гелия в области формирования солнечного ветра и о быстрых переходах в регистрации потоков ионов от одного коронального источника к потокам от другого коронального источника с другими характеристиками ионов гелия. При этом оценки из наших измерений масштабов таких областей в короне

дают весьма малые размеры — порядка нескольких тысяч км [Застенкер и др., 2014б].

## 7. Заключение

В заключение отметим еще раз те новые сведения о солнечном ветре, которые были получены с помощью измерений с рекордно высоким временным разрешением в секундном и субсекундном диапазонах:

1) выявление струйного характера течения ветра при постоянных быстрых вариациях направления потока ионов,

2) наличие в частотном спектре вариаций всех параметров солнечного ветра излома на частоте порядка 1 Гц, разделяющего инерциальный и кинетический диапазоны флуктуаций,

3) определение длительности (порядка десятых долей секунды) и толщины (в среднем, около 200 км) плазменного фронта межпланетных ударных волн,

4) обнаружение быстрых (за несколько секунд) вариаций относительного содержания дважды ионизованных ионов гелия в солнечном ветре.

Автор благодарит своих многочисленных коллег в Карловом Университете и Институте физики атмосферы ЧАН (г. Прага, Чешская республика), в ИКИ РАН и НПО им. С. А. Лавочкина (Россия) за неоценимую помощь в подготовке, испытаниях и осуществлению работы спектрометра БМСВ в ходе полета на спутнике «Спектр-Р», получении его данных и их обработке.

Работа автора в ИКИ РАН была частично поддержана грантами РФФИ № 10-02-01063 и № 13-02-00819 и проектом 2.2 программы П-22 ОФН РАН.

## Список литературы

- [Плазменная гелиогеофизика, 2008] Плазменная гелиогеофизика / Под ред. Л. М. Зеленого и И. С. Веселовского. Т. 1. М.: Физматлит, 2008.
- [Застенкер и др., 2015] Застенкер Г.Н., Храпченков В.В., Колоскова И.В. и др. Быстрые вариации направления потока ионов солнечного ветра // Космич. исслед. 2015. Т. 53. С. 63.
- [Застенкер и др., 2014а] Застенкер Г.Н., Храпченков В.В., Далин П.А. и др. Изучение длительности и толщины фронтов плазмы для межпланетных и околоземной ударных волн в солнечном ветре // Космич. исслед. 2014 (в печати).
- [Застенкер и др., 2014б] Застенкер Г.Н., Колоскова И.В., Рязанцева М.О. и др. Быстрые вариации содержания ионов гелия и их скорости относительно протонов в солнечном ветре // Космич. исслед. 2014. Т. 52. №1. С. 27.
- [Застенкер и др., 2013] Застенкер Г.Н., Шафранкова Я., Немечек З. и др. Быстрые измерения параметров солнечного ветра с помощью прибора БМСВ // Космич. исслед. 2013. Т. 51. №2. С. 88–99.
- [Nemecek et al., 2013] Nemecek Z., Safrankova J., Goncharov O. et al. Ion scales of quasi-perpendicular low-Mach-number interplanetary shocks // Geophys. Res. Lett. 2013. V. 40. P. 4133.
- [Ryazantseva et al., 2014] Ryazantseva M., Zastenker G., Safrankova J. et al. Spectral Properties of Fast Variations of Solar Wind Parameters // Annales Geophysicae. 2014 (in press).
- [Safrankova et al., 2013a] Safrankova J., Nemecek Z., Prech L. et al. Fast Solar Wind Monitor (BMSW): Description and First Results // Space Sci. Rev. 2013. V. 175(1–4). P. 165–182.
- [Safrankova et al., 2013b] Safrankova J., Nemecek Z., Prech L., Zastenker G.N. Ion Kinetic Scale in the Solar Wind Observed // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110(2). P. 025004.
- [Safrankova et al., 2013c] Safrankova J., Nemecek Z., Cagas P. et al. Short-scale variations of the solar wind helium abundance // Astrophys. J. 2013. V. 778. P. 25.

### II.3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОНИТОРИНГА ТУРБУЛЕНТНОГО СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ПО ИЗМЕРЕНИЯМ МЕЖПЛАНЕТНЫХ МЕРЦАНИЙ ВБЛИЗИ МИНИМУМА 23/24 ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

*И. В. Чашей, В. И. Шишов, С. А. Тюльбашев, С. К. Глубокова, А. В. Глянцев,  
И. А. Субаев*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Пушчинская Радиоастрономическая  
обсерватория, Пушкино, Россия

Представлены результаты наблюдений межпланетных мерцаний статистического ансамбля радиоисточников в период 2007–2011 гг. Наблюдения проводились в режиме мониторинга на радиотелескопе БСА ФИАН на частоте 111 МГц. Круглосуточно регистрировались флуктуации потока радиоизлучения всех источников, порядка нескольких сотен, с мерцающим потоком более 0.2 Ян, попадающих в полосу неба шириной  $8^\circ$  по склонениям, соответствующую 16-лучевой диаграмме направленности радиотелескопа. Статистический ансамбль радиоисточников характеризуется средней дисперсией мерцающего потока излучения, которая пропорциональна квадрату индекса мерцаний. Из полученных данных следует, что радиальная зависимость среднего индекса мерцаний в период глубокого минимума солнечной активности 2008–2009 гг. оказывается более слабой, чем ожидаемая в случае сферически симметричной геометрии солнечного ветра. Подавление радиальной зависимости среднего индекса мерцаний объясняется влиянием гелиосферного токового слоя, который проявляется в сильной концентрации турбулентной плазмы солнечного ветра к плоскости гелиоэкватора. Показано, что усредненный по месячным сериям наблюдений уровень мерцаний менялся синхронно с уровнем солнечной активности. Приведены результаты, полученные по наблюдениям мерцаний сильных источников, которые подтверждают значительное влияние гелиосферного слоя на параметры мерцаний. Обнаружена тенденция к уменьшению показателя степени спектра турбулентности при переходе из быстрого высокоширотного солнечного ветра в медленный низкоширотный.

#### 1. Введение

Наблюдения межпланетных мерцаний в Пушчинской Радиоастрономической Обсерватории АКЦ ФИАН были начаты сразу после их обнаружения [Hewish et al., 1964]. В результате первых наблюдений, сначала на радиотелескопе ДКР 1000 ФИАН и выносных радиотелескопах, а затем на радиотелескопе БСА ФИАН, была определена скорость солнечного ветра, исследована глобальная структура межпланетной плазмы и ее динамика в цикле солнечной активности [Власов и др., 1979]. В частности, было показано, что наиболее сильные циклические изменения происходят на средних и высоких гелиоширотах, тогда как изменения в приэкваториальных областях сравнительно невелики [Власов и др., 1979].

В обзоре [Власов и др., 1979] подробно изложены результаты первых наблюдений и методика определения параметров турбулентной плазмы по измерениям межпланетных мерцаний. Начиная с 2006 г. наблюдения межпланетных мерцаний проводятся на радиотелескопе БСА ФИАН в режиме мониторинга. Локальные измерения на космическом аппарате ULYSSES [McComas et al., 2000] и более ранние данные

по мерцаниям [Власов и др., 1979] показывают, что для солнечного ветра в минимуме солнечной активности характерна бимодальная пространственная структура с быстрыми разреженными потоками на средних и высоких широтах и медленным, более плотным течением на низких широтах. В максимуме активности структура солнечного ветра более нерегулярная и в среднем близка к сферической симметричной с преобладанием медленного течения на всех широтах [Власов и др., 1979; McComas et al., 2000]. Минимум 23/24 цикла солнечной активности оказался аномально глубоким: индексы солнечной активности в 2008–2009 гг. были самыми низкими за последние 75 лет [Gibson et al., 2009]; зафиксирован также длительный, более 200 дней, период, когда пятен на поверхности Солнца не было вообще [Tokumaru et al., 2009]. В работе [Glubokova et al., 2011] приведены результаты наблюдений мерцаний сильных радиоисточников в 2006–2007 гг. на фазе спада при приближении к минимуму солнечной активности. Было показано, что радиальные зависимости индекса мерцаний в этот период были слабее, чем при сферически симметричной геометрии солнечного ветра [Glubokova et al., 2011], это отличие объясняется концентрацией межпланетной плазмы к плоскости гелиоэкватора.

Ниже представлены результаты нескольких серий наблюдений межпланетных мерцаний, проведенных в 2007–2011 гг. на радиотелескопе БСА ФИАН. Теоретические основы метода мерцаний при наблюдениях индивидуальных источников подробно изложены в [Власов и др., 1979]. При наблюдениях в режиме мониторинга ежедневно измеряются мерцания большого числа источников. По этой причине в работах [Shishov et al., 2008; Shishov et al., 2010] была разработана новая методика обработки и анализа данных, основанная на рассмотрении статистически однородного ансамбля мерцающих радиоисточников. В работе [Shishov et al., 2010] приведены данные мониторинга, полученные в сериях наблюдений 2006–2008 гг. Позднее в работе [Чашей и др., 2013] были опубликованы результаты для трех последующих годов, полученные по несколько измененной по сравнению с [Shishov et al., 2010] методике обработки. Ниже также приведены некоторые результаты анализа данных мерцаний сильных (опорных) источников, более подробно изложенные в работах [Glubokova et al., 2011; Глубокова и др., 2013].

## 2. Результаты наблюдений межпланетных мерцаний ансамбля радиоисточников вблизи минимума солнечной активности

Наблюдения межпланетных мерцаний проводятся на многолучевом радиотелескопе БСА (Большая Сканирующая Антенна) ФИАН на частоте 111 МГц. Антенна радиотелескопа имеет две независимых диаграммы по 16 лучей в каждой. На одной из диаграмм проводится мониторинг межпланетных мерцаний. Ежедневно в течение 24 часов измеряются флуктуации потока излучения всех радиоисточников, попадающих в диаграмму антенны. Ширина полосы приемника составляет 600 МГц, частота съема информации — 10 Гц. Время прохождения источника через луч диаграммы направленности около 6 мин, диаграмма радиотелескопа покрывает область склонений шириной  $8^\circ$ . Так как склонение Солнца в течение года изменяется от  $-22^\circ$  (зимой) до  $22^\circ$  (летом), то оптимальные элонгации для наблюдений мерцающих источников достигаются в разных областях неба. По этой причине для мониторинга выбираются две полосы по склонению: с координатами от  $3.5^\circ$  до  $12.5^\circ$  с октября по март и координатами  $28.5^\circ$  до  $36.5^\circ$  с марта по октябрь, склонение диаграммы в течение весенне-летних и осенне-зимних наблюдений не изменяется. Траектории центра полосы неба в эклиптических координатах приведены на рис. 1.

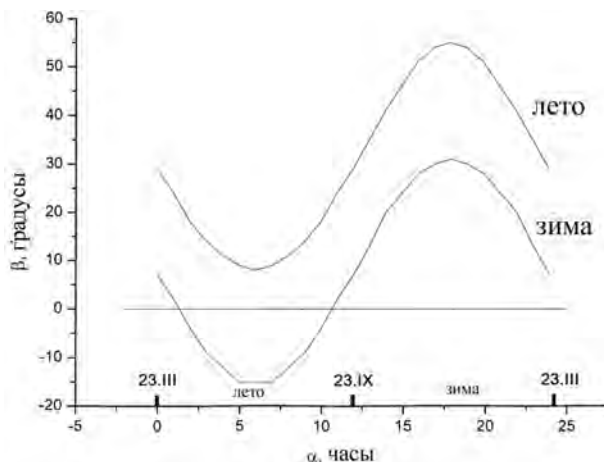


Рис. 1. Траектория полосы неба в эклиптических координатах. По оси ординат эклиптическая широта  $\beta$  в градусах, максимальное сближении площадки с Солнцем на небесной сфере соответствует минимальному угловому расстоянию до Солнца, равному  $\beta$ . Прямая  $\beta = 0$  соответствует траектории Солнца. По оси абсцисс — прямое восхождение площадки  $\alpha$  в часах

В нижней полоске наиболее сильным из мерцающих источников является радиоисточник ЗС 298 (прямое восхождение 14 ч 17 мин, склонение  $6^\circ 41'$ ), для верхней полоски наиболее сильным является радиоисточник ЗС 48 (прямое восхождение 1 ч 35 мин, склонение  $32^\circ 53'$ ), координаты приведены на 1950 г.

При наблюдениях мерцаний измеряемой величиной являются временные флуктуации потока излучения (интенсивности)  $\delta I(t)$ . Мерцания индивидуальных источников обычно характеризуются индексом мерцаний

$$m^2 = \frac{\delta I^2}{I^2}, \tag{1}$$

где усреднение проводится по времени наблюдения, а также временным спектром мерцаний

$$P(f) = \int M(\mathbf{q}) \delta(2\pi f - \mathbf{q}\mathbf{v}_\perp) d\mathbf{q}, \tag{2}$$

$$M(\mathbf{q}) = AF(\mathbf{q}, Q_z = 0) \sin^2(q^2 z/k) \Phi(\mathbf{q}),$$

$$\mathbf{Q} = (\mathbf{q}, Q_z),$$

$$m^2 = \int P(f) df, \tag{3}$$

где  $M(\mathbf{q})$  — двумерный пространственный спектр мерцаний, который пропорционален пространственному спектру турбулентности,  $\mathbf{Q}$  — волновое число в пространственном спектре турбулентности  $F(\mathbf{Q})$ ,  $\mathbf{q}$  — двумерная пространственная частота (волновое число) в картинной плоскости,  $\mathbf{v}_\perp$  — поперечная к лучу зрения проекция скорости солнечного ветра,  $z$  — координата вдоль луча зрения, отсчитываемая от источника,  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число радиоволны,  $\sin^2(q^2 z/k)$  — дифракционный (Френелевский) фактор, множитель  $\Phi(\mathbf{q})$  характеризует угловую структуру распределения яркости радиоисточника и для источников малых размеров может быть принят равным единице. Пример записи для источника ЗС 48 приведен на рис. 2.

Временной спектр мощности мерцаний для записи рис. 2 приведен на рис. 3.

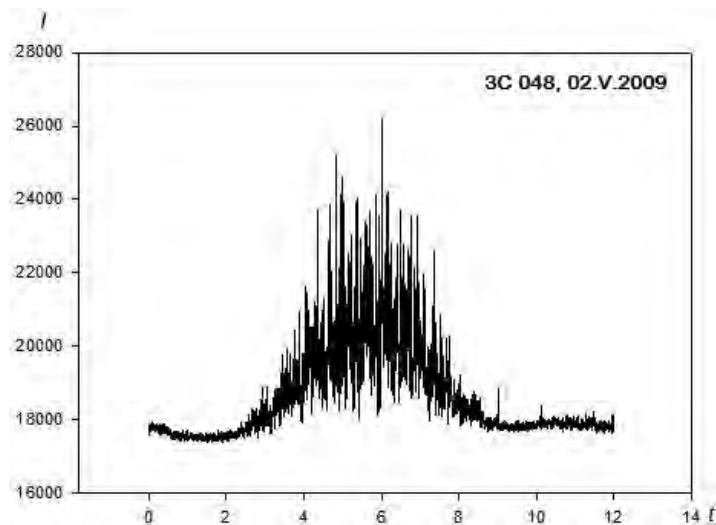


Рис. 2. Пример записи мерцаний для источника ЗС 48. По оси ординат — поток радиоизлучения в относительных единицах, по оси абсцисс — время в минутах

Спектры мерцаний имеют аналогичный характер для источников, наблюдавшихся в летние и зимние месяцы. Характерная частота в спектре рис. 3, как следует из (2), пропорциональна скорости солнечного ветра  $v_{\perp}$  и обратно пропорциональна размеру первой зоны Френеля  $(z/k)^{1/2}$  для радиоволны, постоянный уровень на высоких частотах соответствует шумам. Индекс мерцаний (1) и временной спектр (2) зависят от абсолютного уровня турбулентности на масштабе Френеля и от угловой структуры просвечивающих источников. В случае сильных источников данные об их угловой структуре известны и учитываются при интерпретации результатов наблюдений.

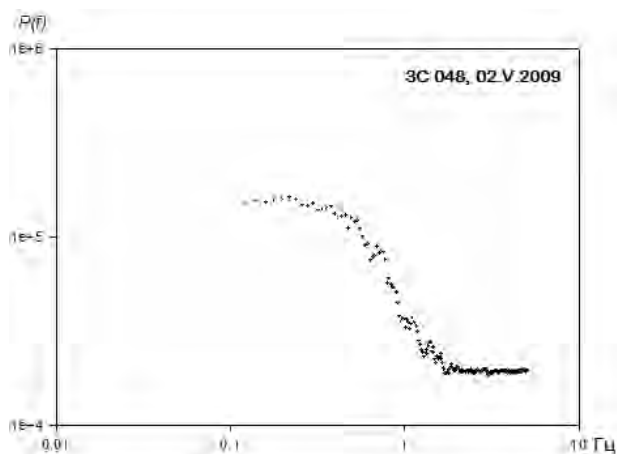


Рис. 3. Временной спектр мощности мерцаний источника ЗС 48. По оси ординат — спектральная плотность в относительных единицах, по оси абсцисс — частота в герцах. Характерная частота мерцаний определяется как граница между примерно плоской низкочастотной частью и степенным спадом на более высоких частотах, плоский участок на высоких частотах соответствует уровню шумов



Радиотелескоп БСА ФИАН обладает высокой чувствительностью, которая позволяет наблюдать в 16 лучах ежедневно несколько сотен источников с потоками более 0.2 Ян. По большей части эти источники являются слабыми, и априорная информация об их угловой структуре отсутствует. Для преодоления этой трудности в [Shishov et al., 2008; Shishov et al., 2010] предложено рассматривать статистический ансамбль радиисточников, который предполагается однородным, т. е. параметры ансамбля (средний угловой размер компактной компоненты и ее доля в полном потоке излучения) одинаковы для областей неба с одинаковой площадью. В качестве основной величины, описывающей уровень мерцаний ансамбля источников, используем структурную функцию флуктуаций интенсивности

$$D_I(\tau) = \left\langle [I(t + \tau) - I(t)]^2 \right\rangle, \quad (4)$$

где усреднение проводится по интервалу длительностью 1 мин. Как видно из измеренных спектров мерцаний (пример приведен на рис. 3), характерная частота флуктуаций  $f_c$  составляет несколько десятых Герца,  $f_c \approx 0.3$  Гц. Соответствующее характерное время мерцаний  $\tau_c = (2\pi f_c)^{-1} \approx 0.5$  с, поэтому при временных сдвигах  $\tau > \tau_c$  структурная функция (4) будет выходить на постоянный уровень, значение которого определяется дисперсией флуктуаций потока излучения и дисперсией шумов. Уровень мерцаний в массовых измерениях будем характеризовать значением структурной функции, вычисленной при сдвиге  $\tau = 1$  с,

$$D_I(t, \tau) = 2(\sigma_{\text{IPS}}^2 + \sigma_{\text{noise}}^2), \quad (5)$$

где зависимость от времени соответствует медленным, от источника к источнику, вариациям,  $\sigma_{\text{IPS}}^2$  — дисперсия мерцаний,  $\sigma_{\text{noise}}^2$  — дисперсия шумов. В наших измерениях входящие в (5) характерные значения составляют  $\sigma_{\text{IPS}} > 0.2$  Ян,  $\sigma_{\text{noise}} \approx 1$  Ян. Дисперсия мерцаний, нормированная на среднюю интенсивность, равна квадрату индекса мерцаний

$$m_{\text{IPS}}^2 = \frac{\sigma_{\text{IPS}}^2}{I^2}. \quad (6)$$

Для выделения источников на фоне шумов используется соответствующий разности второго порядка диаграммный фильтр

$$\Delta_2 \lg D_{I,i}(t, \tau) = -\frac{1}{2} [\lg D_{I,i}(t - T, \tau) - 2 \lg D_{I,i}(t, \tau) + \lg D_{I,i}(t + T, \tau)], \quad (7)$$

где  $\tau = 1$  с,  $i$  — текущий номер источника, время  $T = 3$  мин соответствует половине длительности прохождения источника через диаграмму радиотелескопа. После пропускания исходного массива  $D_{I,i}(t, \tau)$ ,  $\tau = 1$  с, через диаграммный фильтр (7) на месте источников возникают характерные структуры, имеющие один положительный и два отрицательных лепестка. Величина  $\Delta_2 \lg D_{I,i}(t, \tau)$ ,  $\tau = 1$  с в максимуме положительного лепестка равна

$$\Delta_2 \lg D_{I,i}(t, \tau) = \lg \left( 1 + \frac{\sigma_{\text{IPS}}^2}{\sigma_{\text{noise}}^2} \right). \quad (8)$$

Отрицательные лепестки сдвинуты на  $\pm 3$  мин, их амплитуды вдвое меньше (8) [Shishov et al., 2010]. Типичная ширина центрального положительного лепестка составляет примерно 2 мин.

В работе [Shishov et al., 2010] уровень межпланетных мерцаний в предположении об однородности статистического ансамбля источников характеризовался количеством источников с мерцающим потоком, превышающим 0.2 Ян,  $N(\sigma_{\text{IPS}} > \sigma_0)$ ,  $\sigma_0 = 0.2$  Ян, в квадратной области неба площадью 64 квадратных градуса ( $8^\circ$  по

склонению  $\times 8^\circ = 32$  мин по прямому восхождению). Как показано в [Shishov et al., 2010], величина  $N(\sigma_{\text{IPS}} > \sigma_0)$  пропорциональна квадрату индекса мерцаний, усредненному по ансамблю источников с мерцающим потоком, превышающим  $\sigma_0$ ,  $N(\sigma_{\text{IPS}} > \sigma_0) \propto m^2$ . Однако эта величина оказывается чувствительной к вариациям уровня шумов. Ниже вместо  $N(\sigma_{\text{IPS}} > \sigma_0)$  будет использована другая величина,  $\Psi$ , менее чувствительная к вариациям уровня шумов

$$\Psi = \sum \Delta_2 \lg D_{I,i}(t, \tau), \quad \tau = 1 \text{ с.} \quad (9)$$

Эта величина рассчитывается следующим образом. Сначала вычисляется  $\langle \Delta_2 \lg D_{I,i}(t, \tau) \rangle$ ,  $\tau = 1$  с с усреднением за полгода для подавления вариаций шума. Затем в областях с площадью 64 квадратных градуса определяются все источники с

$$\langle \Delta_2 \lg D_{I,i}(t, \tau) \rangle > 0.03. \quad (10)$$

При  $\tau = 1$  с,  $t = t_i$ , и суммирование в (9) выполняется на источниках. В течение суток просматривается 45 стандартных площадок. Статистический параметр  $\Psi$  имеет смысл интегральной дисперсии мерцающего потока. Этот параметр пропорционален количеству источников и, следовательно, среднему по ансамблю индексу мерцаний,

$$\Psi \propto N(\sigma_{\text{IPS}} > \sigma_0) \propto m^2. \quad (11)$$

Ниже уровень межпланетных мерцаний будет описываться интегральной дисперсией мерцающего потока  $\Psi$ . Изменения  $\Psi$  в течение суток могут быть связаны как с пространственными, так и с временными вариациями уровня флуктуаций плотности плазмы на масштабах порядка масштаба Френеля. Пространственные вариации, в свою очередь, обусловлены изменением радиального расстояния от Солнца и гелиошироты наблюдаемой площадки неба. Отметим, что типичное количество мерцающих источников в стандартной площадке 64 квадратных градуса составляет несколько десятков [Shishov et al., 2010]. На рис. 4 приведены данные о вариациях интегральной дисперсии мерцающего потока  $\Psi$  в зависимости от времени суток.

Каждая кривая получена в результате усреднения суточных вариаций по интервалу длительностью один месяц в феврале 2007–2011 гг. Поскольку усреднение приводит к существенному подавлению временных вариаций, временной профиль  $\Psi$

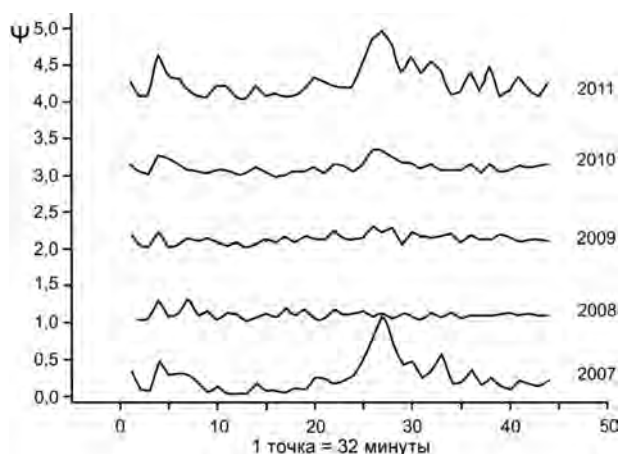


Рис. 4. Интегральная дисперсия мерцающего потока в относительных единицах в зависимости от времени суток, усредненная по месячным сериям наблюдений в феврале 2007–2011 гг. Минимальное расстояние площадки от Солнца в точке 28

отражает изменение уровня мерцаний с изменением пространственного расположения площадки по отношению к Солнцу в течение суток. Центральный максимум на рис. 4 соответствует максимальному сближению площадки неба с Солнцем. Максимальное сближение происходит при  $t = t_{Sun}$ , при этом элонгация  $\varepsilon = \beta \approx 20^\circ$ . При увеличении модуля  $t - t_{Sun}$  элонгация увеличивается и величина  $\Psi$  должна уменьшаться. Уменьшение величины максимума указывает на ослабление зависимости  $\Psi(\varepsilon)$ . Максимум отчетливо виден для данных 2007 г., практически отсутствует в 2008 и 2009 гг., снова появляется в 2010 г. и усиливается в 2011 г. На рис. 5 приведены аналогичные данные для серий наблюдений в осенне-летние месяцы, границы интервалов усреднения обозначены возле соответствующих кривых.

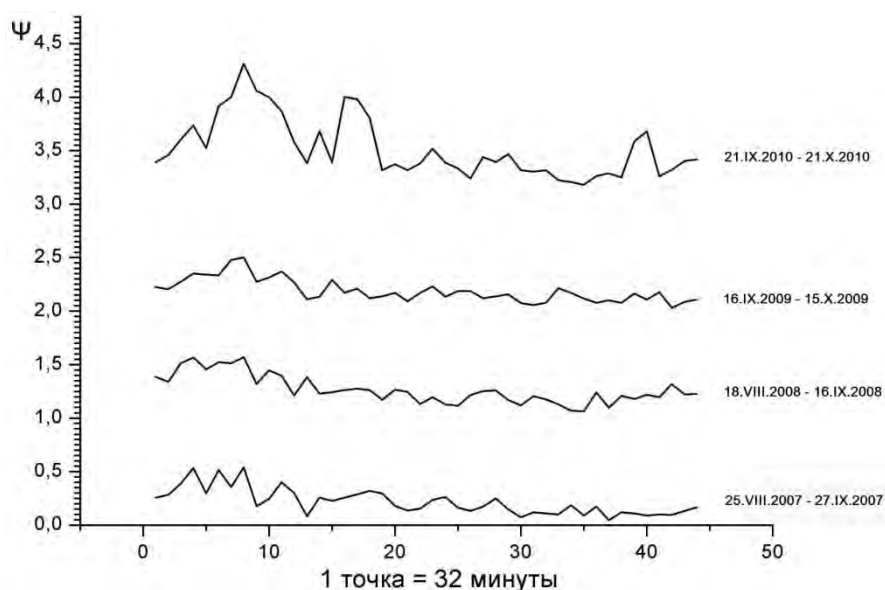


Рис. 5. Интегральная дисперсия мерцающего потока в относительных единицах в зависимости от времени суток, усредненная по месячным сериям наблюдений в осенне-летние месяцы 2007–2010 гг. Минимальное расстояние площадки от Солнца в точке 6 для двух нижних кривых и в точке 9 для двух верхних кривых

Динамика основного максимума, который расположен в левой части рисунка, в целом сходна с рис. 4, но подавление зависимости в 2008–2009 гг. не столь сильное, как в зимние месяцы (рис. 4). В левой части кривых рис. 4 и центральной части кривых 2008 и 2010 гг. на рис. 5 имеются указания на присутствие слабого вторичного максимума, положение которого соответствует антисолнечному направлению луча зрения на наблюдаемую площадку. Отметим, что как плавные, так и нерегулярные вариации данных, приведенных на рис. 4, 5, по крайней мере на порядок превосходят статистическую погрешность и обусловлены пространственно-временными вариациями модулирующей радиоизлучение межпланетной среды.

Рис. 6 иллюстрирует временную динамику значений  $\Psi$ , усредненных по интервалам длительностью один месяц. Эти значения пропорциональны среднему абсолютному уровню флуктуаций плотности плазмы на масштабах порядка френелевского во всей просвечиваемой области солнечного ветра. Разрыв в данных в летние месяцы 2010 г. связан с проведением технических работ на радиотелескопе.

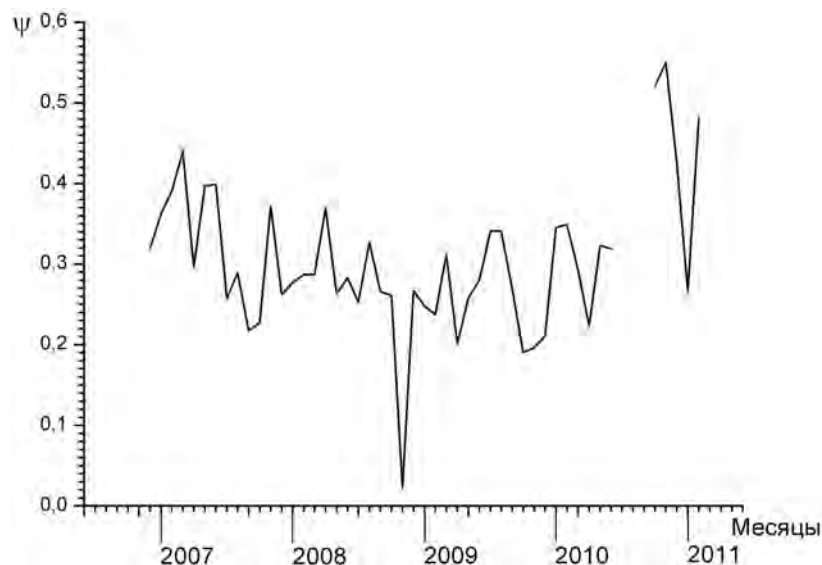


Рис. 6. Интегральная дисперсия мерцающего потока в относительных единицах, усредненная по месячным интервалам в 2007–2011 гг.

### 3. Параметры турбулентности межпланетной плазмы по наблюдениям сильных мерцающих источников ЗС 48 и ЗС 298

При массовых измерениях мерцаний ансамбля источников основной характеристикой является пространственное распределение уровня мерцаний. Более детальный анализ временных спектров мерцаний сильных источников позволяет получить дополнительную информацию о скорости и пространственном спектре мелкомасштабной турбулентности солнечного ветра. Как следует из (3), характерная ширина временного спектра мерцаний определяется френелевским масштабом и скоростью солнечного ветра, а форма временного спектра зависит от пространственного спектра турбулентности и угловых размеров источника. Возможность определения скорости солнечного ветра по временному спектру мерцаний была показана в работе [Manoharan, Ananthkrishnan, 1990]. В работе [Glubokova et al., 2011] по нескольким сериям измерений мерцаний источников ЗС 48 и ЗС 298 в 2007–2009 гг. по временным спектрам были определены скорости солнечного ветра. На рис. 7 скорости солнечного ветра  $V_{\text{сп}}$ , определенные по временным спектрам мерцаний, сравниваются со скоростями  $V_{\text{разн}}$ , измеренными в Нагойском университете ([www.sleib.nagya-u.ac.jp](http://www.sleib.nagya-u.ac.jp)) методом разнесенного приема для тех же источников в те же дни.

Вписывание линейной зависимости  $V_{\text{разн}} = kV_{\text{сп}}$  в данные по  $V_{\text{сп}}$  и  $V_{\text{разн}}$  (рис. 7) дает коэффициенты пропорциональности  $k = 1.007 \pm 0.003$  для источника ЗС 48 и  $k = 1.012 \pm 0.005$  для источника ЗС 298. Найденные величины  $k$  показывают, что скорости, определенные методами разнесенного приема и по ширине спектра мерцаний в среднем весьма близки друг к другу. Этот вывод обосновывает возможность систематических наблюдений мерцаний на одном радиотелескопе для определения скорости солнечного ветра.

В работе [Глубокова и др., 2013] анализировались временные спектры мерцаний источника ЗС 48, полученные по измерениям на частоте 111 МГц. По вписыванию

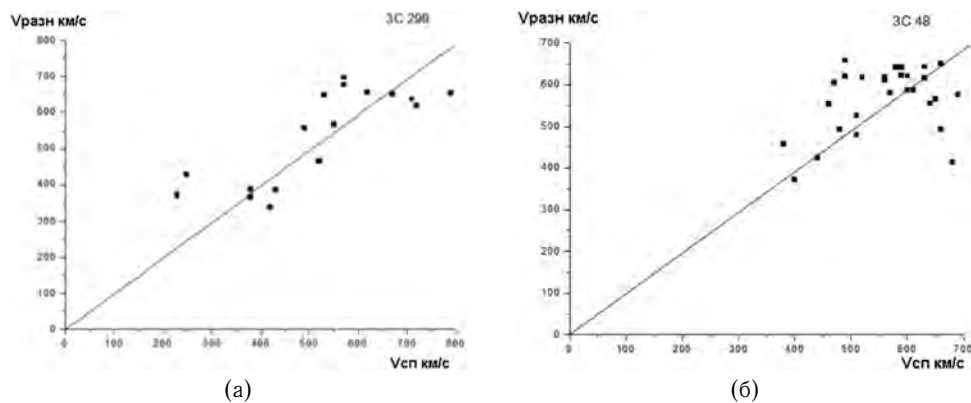


Рис. 7. Оценки скорости солнечного ветра, полученные в университете Нагойя методом разнесенного приема (вертикальная ось), и по характерной ширине спектров мерцаний (горизонтальная ось) для источников 3C 298 (верхний) и 3C 48 (нижний)

теоретически рассчитанных спектров в измеренные определялись угловой размер источника, скорость солнечного ветра и показатель степени трехмерного спектра турбулентности  $n$ . Было показано, что имеется зависимость между спектральным индексом и скоростью солнечного ветра, которую иллюстрирует рис. 8.

Геометрия эксперимента такова, что при минимальных элонгациях прицельная точка луча зрения находится на высоких гелиоширотах, а по мере удаления лучевой линии от Солнца прицельная точка смещается в область низких гелиоширот.

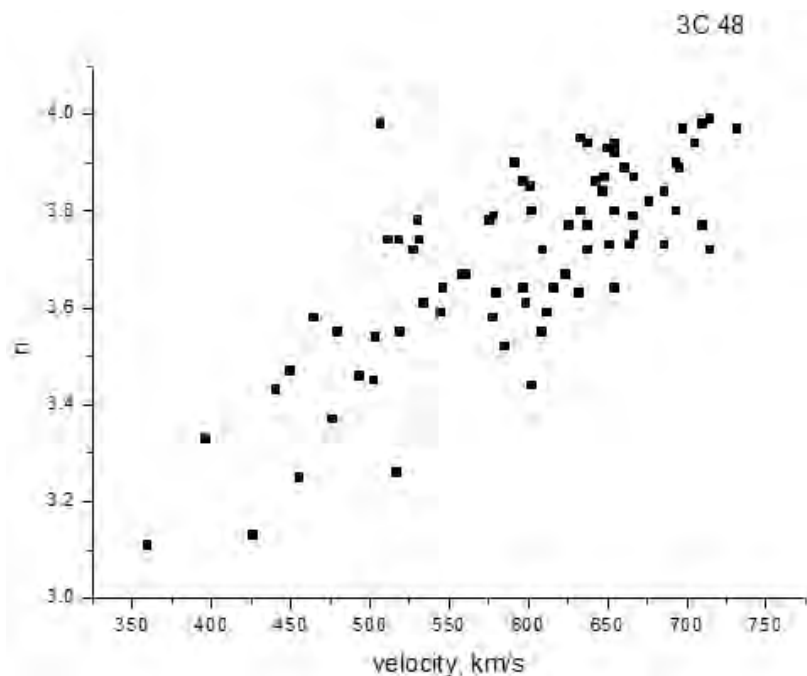


Рис. 8. Зависимость значений спектрального индекса турбулентности от скорости солнечного ветра по наблюдениям источника 3C 48

В модельных расчетах [Глубокова и др., 2013], выполненных с учетом влияния повышенного по сравнению со сферически симметричным случаем уровня турбулентности в низкоширотных областях солнечного ветра, показано, что зависимость на рис. 8 является реальной и не связана с распределением среды по лучу зрения. Приведенные на рис. 8 результаты были подтверждены также на основе анализа спектров другого опорного источника ЗС 298. Отметим, что связь между спектральным индексом также была найдена в работе [Manoharan et al., 1994] по наблюдениям мерцаний на частоте 327 МГц, т. е. в более близких к Солнцу областях.

#### 4. Крупномасштабная структура турбулентного солнечного ветра по данным межпланетных мерцаний

Уровень мерцаний определяется интегральной по лучу зрения модуляцией амплитуды радиоволн. Если геометрия солнечного ветра близка к сферически симметричной, то основной вклад в индекс мерцаний вносит область вблизи прицельной точки луча зрения, которая находится на минимальном расстоянии от Солнца. В наших наблюдениях прицельная точка луча зрения находится на высоких и средних гелиоширотах при максимальном сближении площадки с Солнцем и на низких широтах при больших,  $90^\circ$  и более, элонгациях (углах между лучевой линией и направлением на Солнце). В случае сферической симметрии зависимость уровня мерцаний от элонгации определяется только радиальным расстоянием прицельной точки. Суточный ход уровня мерцаний в данных, приведенных на рис. 4, 5, для наблюдений 2007, 2010 и 2011 гг. связан с изменением гелиоцентрического расстояния прицельной точки, как и в случае сферической симметрии. В частности, максимальное значение уровня мерцаний достигается при минимальном удалении площадки от Солнца. Зависимость уровня мерцаний от элонгации будет более слабой, чем при сферической симметрии, если уровень турбулентности плазмы увеличивается при уменьшении гелиошироты. В минимуме солнечной активности широтный эффект имеет место для всех средних параметров солнечного ветра: скорости, плотности, магнитного поля. В работе [Shishov et al., 2010] обнаружено, что количество мерцающих источников в стандартной  $8^\circ \times 8^\circ$ , площадке в 2008 г. практически не зависело от углового расстояния луча зрения от Солнца. Такая же особенность, как следует из рис. 4, 5, имеет место в 2008–2009 гг. для интегральной дисперсии мерцающего потока, когда зависимость уровня мерцаний от элонгации и времени суток практически отсутствует. Подавление зависимости уровня мерцаний от элонгации можно объяснить влиянием гелиосферного токового слоя с сильно повышенным абсолютным уровнем турбулентности. Присутствие такого слоя приводит к тому, что существенный или даже определяющий вклад в модуляцию радиоволн на всех наблюдаемых элонгациях вносят низкоширотные, примыкающие к орбите Земли области солнечного ветра. Более слабое подавление влиянием токового слоя зависимости уровня мерцаний от элонгации в осенние месяцы по сравнению с зимними связано с тем, что в осенние месяцы Земля находится в южной гелиосфере, а в весенние месяцы — в северной. При этом луч зрения на источники северного неба проходит в гелиосферном слое осенью большую толщину, чем весной. Такого рода северно-южная асимметрия в уровне мерцаний будет заметной, если гелиосферный слой приэкваториальный, а его широтная протяженность невелика, менее  $15^\circ$ . Согласно результатам, приведенным в [Yang et al., 2011], именно такая структура реализовалась в период глубокого минимума солнечной активности 2008–2009 гг. в распределениях средней концентрации и скорости солнечного ветра.

Как следует из данных, приведенных на рис. 4, 5, наблюдения мерцаний позволяют исследовать динамику турбулентного солнечного ветра в цикле солнечной активности: концентрация абсолютного уровня турбулентности к экваториальной плоскости возрастала между 2007 и 2008 гг., была сильной в 2008–2009 гг. и ослабевала в 2010–2011 гг. на восходящей фазе нового 24 цикла. На рис. 9 месячные средние значения уровня мерцаний (рис. 6) сравниваются со среднемесячными значениями числе Вольфа.

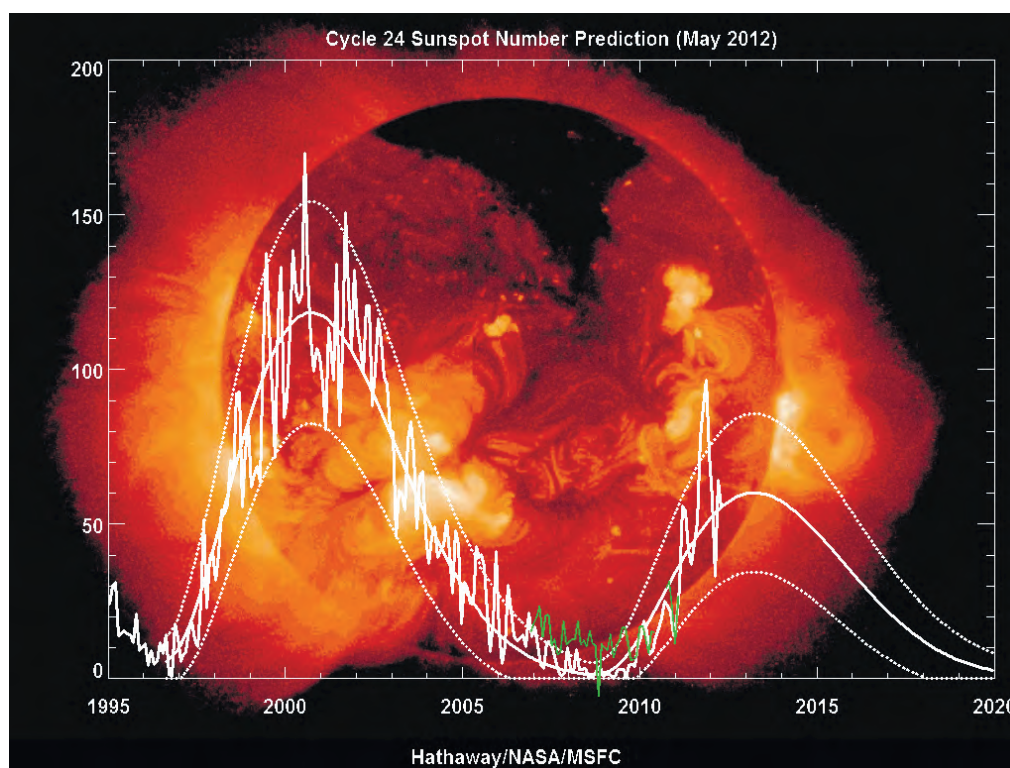


Рис. 9. Сравнение среднемесячных значений интегрального мерцающего потока (зеленая кривая) с числами Вольфа

Из рис. 9 видно, что среднемесячный уровень мерцаний изменяется синхронно с уровнем солнечной активности, причем подобными являются как медленный тренд, так и вариации от месяца к месяцу. Формально рассчитанный коэффициент корреляции между уровнем мерцаний и числами Вольфа составляет 0.7. Вариации среднегодовых значений уровня мерцаний в 11-летнем цикле солнечной активности для 22–24 циклов исследованы в работе [Manoharan, 2012], более быстрая, месячная, корреляция обнаружена впервые. Корреляция уровня мерцаний, который определяется абсолютным уровнем флуктуаций плотности плазмы солнечного ветра на масштабах порядка 100 км, с уровнем солнечной активности, по-видимому, обусловлена тем, что как режим истечения солнечного ветра, так и режим турбулентности плазмы определяются топологией крупномасштабных магнитных полей в солнечной короне.

На рис. 6 обращает на себя внимание резкое понижение уровня мерцаний в октябре–ноябре 2008 г. Эта особенность, которая по амплитуде превосходит типичные вариации от месяца к месяцу и является значимой, требует отдельного ана-



лиза, основанного на сопоставления данных о мерцаниях с данными, полученными другими методами. Отметим также существенно неоднородный и нестационарный характер распределения параметров солнечного ветра, который следует из данных, приведенных на рис. 4–6.

Локальный максимум уровня мерцаний в направлениях, близких к антисолнечному (рис. 4, 5) зафиксирован впервые. Этот максимум не может быть объяснен неоднородностями солнечного ветра. Действительно, при наблюдении в антисолнечном направлении входящая в (2) поперечная к лучу зрения составляющая скорости солнечного ветра  $v_{\perp}$  близка к нулю, так что временные флуктуации с масштабами порядка секунды могут обеспечиваться только очень мелкими неоднородностями, для которых уровень флуктуаций плотности в силу убывающего энергетического спектра турбулентности будет мал. Поэтому в антисолнечном направлении для уровня мерцаний можно ожидать локального минимума, а не максимума. Природа локального максимума в антисолнечном направлении пока неясна. Возможно, что в этом направлении на слабом фоне межпланетных мерцаний проявляются неоднородности плотности плазмы ночного хвоста земной магнитосферы.

## 5. Выводы

В период минимума активности связанная с гелиосферным токовым слоем концентрация турбулентной плазмы к плоскости солнечного экватора приводит к заметному подавлению радиальной зависимости уровня межпланетных мерцаний. Средний по наблюдаемой области элонгаций уровень мелкомасштабной турбулентности плазмы солнечного ветра изменяется синхронно с уровнем солнечной активности. Межпланетные мерцания в низкочастотном диапазоне волн чувствительны к распределению плазмы на луче зрения, что особенно сильно проявляется в период минимума солнечной активности, когда эффективно модулирующий слой при любых элонгациях находится вблизи Земли, т. е. на низких гелиоширотах. Полученные результаты показывают, что сильное отличие от сферической симметрии в минимуме солнечной активности характерно не только для средних параметров плазмы солнечного ветра, но и для уровня мелкомасштабной турбулентности. Благодаря этому можно утверждать, что наблюдения ансамбля слабых мерцающих источников — эффективный метод исследования глобальной структуры турбулентного солнечного ветра и ее динамики в цикле солнечной активности. Начиная с 2013 г., наблюдения проводятся на модернизированном радиотелескопе БСА ФИАН, диаграмма которого состоит из 96 лучей, оснащенных цифровыми приемниками. Мгновенная область склонений расширена до  $50^{\circ}$ , а количество наблюдаемых в течение суток мерцающих источников около 3000. Результаты ближайшего будущего, относящиеся к фазе спада солнечной активности, будут получаться с существенно увеличенным угловым разрешением и повышенным качеством данных. На рис. 10 приведен пример суточной карты (03.09.2013) распределения интегральной дисперсии мерцающего потока, полученной по наблюдениям на модернизированном 96-лучевом радиотелескопе БСА ФИАН.

Отслеживание динамики таких карт день ото дня позволит детектировать и исследовать крупномасштабные возмущения вспышечного происхождения. Предполагается, что модернизированный радиотелескоп БСА ФИАН, позволяющий в течение суток получать распределение потока излучения в большей части северной полусферы неба, будет использован не только для наблюдения мерцаний, но и для других радиоастрономических задач.

Приведенные результаты получены при поддержке Программы ОФН РАН «Плазменные процессы в солнечной системе», Программы Президиума РАН «Фундамен-



Рис. 10. Суточная карта распределения интегральной дисперсии мерцающего потока. По вертикальной оси — склонение от  $-8^\circ$  до  $42^\circ$ , по горизонтальной оси — прямое восхождение от 0 час до 24 час. Желтый цвет соответствует наиболее слабому уровню, темно-красный — наиболее сильному. Размеры «пикселей»  $4^\circ \times 4^\circ$ , в каждом «пикселе» до 25 мерцающих источников

тальные проблемы исследования солнечной системы» и гранта РФФИ № 13-02-00018.

### Список литературы

- [Власов и др., 1979] Власов В.И., Чашей И.В., Шишов В.И., Шишова Т.Д. Межпланетная плазма по радиоастрономическим данным // Геомагнетизм и аэрон. 1979. Т. 19. № 3. С. 269
- [Глубокова и др., 2013] Глубокова С.К., Тюльбашев С.А., Чашей И.В., Шишов В.И. Параметры турбулентности межпланетной плазмы по наблюдениям сильного мерцающего источника ЗС 48 вблизи минимума солнечной активности // Астрон. журн. 2013. Т. 90. № 8. С. 639–647.
- [Чашей и др., 2013] Чашей И.В., Шишов В.И., Тюльбашев С.А., Глянцев А.В., Субаев И.А. Межпланетные мерцания ансамбля радиоисточников в период минимума 23/24 цикла солнечной активности // Космич. исслед. 2013. Т. 51. № 1. С. 28–34
- [Gibson et al., 2009] Gibson S.E., Kozyra J.U., de Toma G. et al. If the Sun is so quiet, why is the Earth ringing? A comparison of two solar minimum intervals // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. №A9. P. 9105.
- [Glubokova et al., 2011] Glubokova S.K., Glyantsev A.V., Tyul'Bashev S.A., Chashei I.V., Shishov V.I. Interplanetary scintillations of strong radio sources in the descending phase near the cycle 23 minimum // Geomagnetism a. Aeronomy. 2011. V. 51. № 6. P. 794.
- [Hewish et al., 1964] Hewish A., Scott P.E., Wills D. Interplanetary scintillation of small diameter radio sources // Nature. 1964. V. 203. № 9. P. 1214.
- [Manoharan, 2012] Manoharan P.K. Three-dimensional evolution of solar wind during solar cycles 22-24 // Astrophys. J. 2012. V. 751. No. 2. P. 128–141.
- [Manoharan, Ananthakrishnan, 1990] Manoharan P.K., Ananthakrishnan S. Determination of solar-wind velocities using single-station measurements of interplanetary scintillation // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1990. V. 244. No. 2. P. 691–695.
- [Manoharan et al., 1994] Manoharan P.K., Kojima M., Misawa H. The spectrum of electron density fluctuations in the solar wind and its variations with solar wind speed // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. No.10. P. 23411– 23420.
- [McComas et al., 2000] McComas D., Barraclough B.L., Funsten H.O. et al. Solar wind observations over Ulysses's first polar orbit // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. No. A5. P. 10419
- [Shishov et al., 2010] Shishov V.I., Tyul'bashev S.A., Chashei I.V., Subaev I.A., Lapaev K.A. Interplanetary and ionosphere scintillation monitoring of radio sources ensemble at the solar activity minimum // Solar Phys. 2010. V. 265. P. 277.
- [Shishov et al., 2008] Shishov V.I., Tyul'Bashev S.A., Subaev I.A., Chashei I.V. Monitoring of interplanetary and ionospheric scintillation of an ensemble of radio sources // Solar System Res. 2008. V. 42. № 4. P. 341.

- [Tokumaru et al., 2009] *Tokumaru M., Kojima M., Fujiki K. et al.* Non-dipolar solar wind structure observed in the cycle 23/24 minimum // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. № 5. P. L09101.
- [Yang et al., 2011] *Yang L., Feng X., Xiang C., Zhang S., Wu S.T.* Simulation of the unusual solar minimum with 3D SIP-CESE MHD model by comparison with multi-satellite observations // *Solar Phys.* 2011. V. 271. № 1. P. 91.

## **Часть III**

# **МАГНИТОСФЕРА И ТОКОВЫЕ СЛОИ**



## III.1. ТОКОВЫЕ СЛОИ В ХВОСТЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

*А. А. Петрукович<sup>1</sup>, А. В. Артемьев<sup>1</sup>, И. Ю. Васько<sup>1</sup>, Л. М. Зеленый<sup>1</sup>,  
Р. Накамура<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт космических исследований Австрийской Академии наук, Грац, Австрия

Токовые слои — один из основных типов динамических структур в плазменных системах с преобладанием теплового давления плазмы. Европейский многоспутниковый проект Cluster позволил получить существенные новые данные по токовым слоям в хвосте магнитосферы Земли, в частности, о величине электрических токов. В данном обзоре приведены результаты исследования носителей тока в токовых слоях, вертикальных профилей токовых слоев, сравнению наблюдений и моделей, динамики токовых слоев в ходе суббурь. В заключение формулируются задачи, требующие решения в будущих проектах: детализация динамики электронов и двумерной структуры слоя.

### 1. Введение

Токовые слои представляют собой один из основных типов динамических структур в плазме с преобладанием теплового давления над кинетической энергией потока и энергией магнитного поля. Под токовым слоем понимают самосогласованную магнитоплазменную структуру, в которой происходит существенное изменение направления и/или величины магнитного поля. Подобные структуры возникают как в результате действия внешних сил, например, на границах соприкасающихся плазменных сред, так и спонтанно в ходе эволюции различных плазменных объектов (хвостов и выбросов). Токовые слои играют фундаментальную роль в космической плазме, поскольку в них происходит эффективное преобразование энергии магнитного поля в тепловую энергию и энергию ускоренных частиц.

Данные спутниковых проектов показали, что токовые слои являются обязательным элементом совершенно разных планетарных магнитосфер [Jackman et al., 2014]: динамичной и компактной магнитосферы Меркурия [Slavin et al., 2012], индуцированной магнитосферы Венеры [Vaisberg, Zelenyi, 1984; McComas et al., 1986a; Vasko et al., 2014b], магнитосферы Земли [Ness, 1965], дискообразных магнитосфер Сатурна [Dougherty et al., 2009] и Юпитера [Smith et al., 1974; Behannon et al., 1981; Artemyev et al., 2014], цилиндрически симметричных магнитосфер Нептуна и Урана [Ness et al., 1989], магнитосфер комет [McComas et al., 1987]. Токовые слои в солнечной короне являются ключевым элементом современных теорий вспышек [Aschwanden, 2002]. Токовые слои формируются в солнечном ветре за счет неоднородности плазменных потоков, выбрасываемых из Солнца [Gosling, 2011]. Наблюдаемое излучение ускоренных частиц позволяет предположить существование токовых слоев в магнитосферах пульсаров [Arons, 2012]. Протяженные плазменные структуры наблюдаются во многих астрофизических объектах (остатки сверхновых, скопления галактик), что также позволяет предположить наличие токовых слоев.

В магнитосфере Земли примером токового слоя, формирующегося на границе двух плазменных сред, служит магнитопауза, на которой соприкасаются плазмы солнечного ветра и магнитосферы. Пример спонтанно формирующегося токового слоя дает токовый слой хвоста магнитосферы, разделяющий магнитное поле, направленное к Земле и от Земли в северной и южной долях. Токовый слой вложен в плазменный слой, представляющий собой область, в которой магнитные силовые линии замкнуты на Землю. Внутри плазменного слоя токовый слой обычно выделяется, как область, в которой наиболее быстро изменяется направление магнитного поля. Таким образом, в отличие от магнитопаузы, являющейся границей раздела двух плазменных сред, токовый слой хвоста магнитосферы можно выделить лишь условно, как область с определенной конфигурацией магнитного поля. При определенных условиях в солнечном ветре (по направлению и величине межпланетного магнитного поля (ММП)) в хвосте происходит накопление магнитного потока, токовый слой утоньшается, развитие его неустойчивости приводит к сбросу части магнитного потока, нагреву плазмы и ускорению частиц. Данные процессы происходят во время суббурь, являющихся основными составляющими геомагнитной активности [Baker et al., 1996].

Модели, подчеркивающие важную роль токового слоя в динамике хвоста, появились уже в первые годы активного изучения магнитосферы [Dungey, 1961; Dungey, 1963], а к началу 1990 гг. сформировалось достаточно четкое качественное понимание происходящих процессов [Baker et al., 1996]. По данным одиночных спутников были определены конфигурация магнитного поля, плотность и температура плазмы на различных расстояниях от Земли в периоды различной геомагнитной активности. Однако невозможно было получить ключевой параметр, толщину токового слоя, ввиду неопределенности относительной скорости движения токового слоя и спутника. Соответственно, нельзя было определить и величину плотности тока в токовом слое. Средний профиль плотности тока поперек токового слоя в дальнем хвосте был найден только по статистике пересечений токового слоя спутником Geotail [Hoshino et al., 1996]. Использование большей статистики позволило пренебречь достаточно произвольной скоростью движения токового слоя. Косвенным методом (так же по статистике) было установлено, что в относительно спокойный период накопления энергии (фаза роста суббури) в ближнем хвосте происходит постепенное утоньшение токового слоя и вытягивание магнитных силовых линий, которое фиксируется по уменьшению магнитного поля  $B_z$ , перпендикулярного нейтральной плоскости токового слоя. Здесь и далее используется система координат GSM (ось  $X$  задает направление от Земли на Солнце, ось  $Z$  лежит в одной плоскости с осью  $X$  и магнитным диполем Земли, ось  $Y$  дополняет систему координат до правой тройки), если прямо не оговорено обратное. Наиболее тонкие слои наблюдались непосредственно после начала (онсета) суббури [Baumjohann et al., 1992; Baumjohann et al., 1999; Baumjohann et al., 2007], после чего отмечалось постепенное утолщение токового слоя и увеличение магнитного поля  $B_z$ . Непосредственно толщину слоя в ходе суббури удалось измерить только в течение нескольких пролетов двух спутников ISEE через плазменный слой [McComas et al., 1986b; Mitchell et al., 1990; Sergeev et al., 1993]. В целом, полученные данные находились в согласии с ранее высказанными качественными соображениями о формировании в ходе фазы накопления метастабильного (со сроком существования до десятков минут) тонкого (по сравнению с характерным поперечным размером хвоста,  $20\text{--}30R_E$ ,  $R_E$  — радиус Земли) токового слоя с толщиной порядка ларморовского радиуса протонов,  $\sim 400\text{--}1500$  км.

Необходимость количественного описания структуры токового слоя, а также решение проблемы его неустойчивости, приводящей к онсету суббури, привели к фор-



мулировке задач проекта Cluster, предназначенного для измерения пространственных градиентов магнитного поля и параметров плазмы. С этой целью были запущены четыре спутника, которые при своем движении оставались в вершинах тетраэдра (см. раздел 3), что позволило измерять любой параметр в четырех точках и по этим измерениям вычислять его пространственный градиент. В частности, измерения магнитного поля позволяют определить плотность тока и, следовательно, толщину токового слоя. Проект Cluster успешно работает с 2001 г. и собрал репрезентативную статистику (сотни событий) пересечений токового слоя в хвосте магнитосферы.

Данные проекта Cluster подтвердили имевшиеся представления о структуре и динамике токового слоя и дали возможность перейти к количественному анализу. Прежде всего было установлено, что токовый слой весьма часто является тонким, т. е. имеет толщину порядка 1000 км (ионный масштаб). Тонкий токовый слой вложен в относительно протяженный (десятки тысяч километров по толщине) плазменный слой. Тонкие токовые слои являются достаточно долгоживущими (до десятков минут) и крупномасштабными (до десятка земных радиусов в плоскости  $xy$ ) объектами. Именно они стали основным объектом для большинства исследований токовых слоев, выполненных в рамках проекта Cluster. Токовые слои еще более тонкие (электронного и субионного масштабов) по модельным представлениям формируются в области магнитного пересоединения и существуют лишь в течение короткого промежутка времени (порядка нескольких минут). Для исследования подобных супертонких токовых слоев был выделен специальный период в течение 2003 г.

В рамках проекта Cluster были обнаружены и совершенно новые неожиданные явления.

1. В большинстве случаев основной ток в токовом слое создается электронами, что противоречит теоретическим представлениям для токовых слоев ионного и большего масштаба, согласно которым ток поддерживается ионной популяцией.

2. Профиль плотности тока для абсолютного большинства наблюдаемых токовых слоев отличен от профиля, предсказываемого канонической моделью Харриса [Harris, 1962]. Профиль плотности плазмы оказывается существенно шире профиля плотности тока, что соответствует вложенности токового слоя в плазменный слой. Наряду с токовыми слоями, для которых профиль плотности имеет максимум в нейтральной плоскости (зоны обращения основного магнитного поля), наблюдались токовые слои, для которых плотность тока имеет два максимума на некотором расстоянии от нейтральной плоскости (бифуркация токового слоя).

3. Наличие большого количества наклонных токовых слоев, для которых основная компонента тока направлена вдоль оси север-юг. Отметим, что в классической конфигурации хвоста магнитосферы ток в токовом слое направлен с утреннего фланга на вечерний (токовый слой горизонтален).

Необходимо отметить один важный аспект. Появление вложенного тонкого токового слоя переводит задачу его теоретического описания из области магнитной гидродинамики в область кинетики. В тонком токовом слое динамика ионов существенно неадиабатична, поэтому существенную роль играют эффекты, связанные с особенностями движения ионов на масштабах порядка гирорадиуса, и описание центральной области хвоста магнитосферы возможно только в рамках кинетического подхода. Процесс спонтанного (т. е. напрямую не обусловленного внешними условиями) формирования сугубо кинетического объекта в крупномасштабной плазменной системе требует детального изучения.

В данном обзоре приведены результаты работ группы ИКИ РАН и ИКИ ААН (IWF ÖAW) по количественному анализу наблюдаемых токовых слоев. Акцент сделан на горизонтальных токовых слоях с максимумом плотности тока в нейтральной плоскости (бифурцированные токовые слои не рассматриваются) и наклонных токо-

вых слоях. Практически все представленные результаты относятся к токовым слоям с ионным масштабом, которые наблюдались в относительно спокойных условиях, и являются характерным плазменным объектом, в котором, в частности, развивается неустойчивость, приводящая к онсету суббури. В одном разделе также рассматриваются «супер тонкие» токовые слои субионного масштаба.

В разделе 2 кратко описаны теоретические модели токового слоя (см. т. 2), в разделе 3 — методы анализа многоточечных наблюдений, в разделе 4 — используемые данные. В разделе 5 приведены основные экспериментальные результаты. В разделе 6 приведены обсуждение и выводы.

## 2. Модели токовых слоев

Простейшей моделью токового слоя является кинетическая модель Харриса, которая получена как самосогласованное стационарное решение системы уравнений Власова–Максвелла [Harris, 1962]. В модели Харриса магнитное поле имеет одну компоненту  $B_x = B_0 \tanh(z/L)$ , где  $B_0$  — амплитуда магнитного поля,  $L$  — толщина токового слоя. Ток  $j_y = (cB_0/4\pi L) \operatorname{ch}^{-2}(z/L)$  поддерживается за счет дрейфа всей популяции ионов и электронов. Профиль плотности тока совпадает с профилем плотности плазмы, температура ионов и электронов, а также дрейфовая скорость постоянны поперек слоя, тензор давления плазмы изотропен. Вертикальный (вдоль  $z$ ) баланс давления в токовом слое поддерживается за счет вариации плазменного давления  $p(z)$ , так что  $8\pi p(z) + B_x^2(z) = \text{const}$ .

При наличии компоненты магнитного поля  $B_z$  силовые линии магнитного поля в отличие от модели Харриса пересекают нейтральную плоскость. Именно данная конфигурация магнитного поля характерна для токового слоя в ближней области хвоста Земли. При наличии магнитного поля  $B_z$  модель Харриса не является самосогласованным стационарным решением, поскольку натяжение силовых линий  $\sim j_y B_z$  в нейтральной плоскости вдоль оси  $X$  несбалансировано. В хвосте натяжение силовых линий может быть скомпенсировано градиентом давления плазмы  $\partial p/\partial x$ . Данный сценарий описывается классом двумерных изотропных моделей токового слоя [Schindler, 1972; Kan, 1973; Yoon, Lui, 2005; Vasko et al., 2013]. Альтернативный способ компенсации натяжения силовых линий — наличие недиагональных членов в тензоре давления плазмы, которые создаются немагнитными транзитными ионами в тонком токовом слое [Speiser, 1965; Speiser, 1967]. В результате удается построить одномерную модель тонкого токового слоя (ТТС) с ненулевой перпендикулярной компонентой  $B_z$ . На данный момент разработана серия моделей для подобных конфигураций (см. [Sitnov et al., 2006] и обзор [Zelenyi et al., 2011]). Отметим, что в отличие от двумерных моделей, в которых ток обеспечен дрейфом всей популяции, в модели ТТС ток обеспечен популяцией транзитных ионов, потоковая скорость которых сопоставима с тепловой скоростью [Eastwood, 1972; Eastwood, 1974]. В наших работах при сравнении с данными наблюдений в основном используется именно модель ТТС.

Магнитное поле в токовом слое может также иметь шировую (shear) компоненту  $B_y$  [Petrukovich et al., 2007; Shen et al., 2008; Rong et al., 2012]. Для данной конфигурации токового слоя характерно наличие продольной компоненты плотности тока (ток вдоль магнитного поля). Одномерные модели, с самосогласованной шировой компонентой и ненулевой компонентой  $B_z$  были построены в работах [Artemyev, 2011; Mingalev et al., 2012]. Как и в модели ТТС, в данных моделях поперечный ток обеспечен транзитными ионами, а баланс давления в токовом слое поддерживается за счет анизотропии тензора давления плазмы.

Первоочередной интерес с точки зрения данных современного эксперимента представляет теоретическое описание вложенной конфигурации — тонкого токового слоя с характерным масштабом порядка 1000 км, вложенного в плазменный слой с характерным масштабом порядка 10000 км. В рамках изотропных одномерных и двумерных моделей [Harris, 1962; Yoon, Lui, 2005; Vasko et al., 2013] вложенная структура может быть описана комбинацией нескольких популяций ионов (и/или электронов) с различными потоковой и тепловой скоростями. Толщина токового слоя пропорциональна гирорадиусу протонов и отношению тепловой скорости протонов к потоковой скорости. В модели ТТС свойство вложенности токового слоя возникает естественным образом, поскольку плотность транзитных ионов на границе токового слоя отлична от нуля. Характерная толщина токового слоя в модели ТТС составляет несколько ларморовских радиусов протонов (порядка несколько инерционных длин протонов). Естественным свойством модели ТТС является многомасштабность — электронная популяция создает очень тонкий слой в окрестности нейтральной плоскости за счет дрейфа кривизны, транзитные протоны поддерживают ток на масштабе протонного гирорадиуса, а возможное наличие тяжелых транзитных ионов (например  $O^+$ ) приводит к формированию токового слоя на масштабе соответствующего ионного гирорадиуса [Zelenyi et al., 2006]. В реальной конфигурации хвоста магнитосферы, вероятно, реализуется симбиоз двумерной изотропной модели и модели ТТС — тонкий токовый слой с протонным масштабом вложен в более крупномасштабный двумерный изотропный токовый слой.

Существенная проблема изотропных моделей — их неограниченность в пространстве. В результате, например, в модели Харриса, магнитный поток, содержащийся в токовом слое, оказывается бесконечным. В реальной конфигурации в поперечном сечении плазменный слой и хвост имеют четкие границы, так что магнитный поток заведомо конечен. Построение изотропных моделей, ограниченных в пространстве, требует задания весьма экзотических функций распределения частиц по энергии, которые вряд ли реализуются в магнитосфере. Напротив, свойство ограниченности токового слоя естественным образом учтено в рамках модели ТТС. Наряду с теоретическими моделями, для описания структуры токового слоя и содержащегося в нем магнитного потока, могут быть использованы и феноменологические [Petrukovich et al., 2011].

Важным вопросом теоретических моделей токовых слоев является соотношение токов ионов и электронов. Оно определяется электростатическим полем, которое возникает за счет разделения движений ионов и электронов поперек магнитного поля (эффект поляризации плазмы в магнитном поле). Соответствующий дрейф  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  приводит к перераспределению тока между ионной и электронной популяциями. В одномерных токовых слоях с одной компонентой магнитного поля  $B_x$  ключевую роль в перераспределении токов играет электростатическое поле  $E_z$  за счет дрейфа  $E_z/B_x$  [Yoon, Lui, 2004; Liu et al., 2010]. В одномерной модели ТТС магнитное поле  $B_z$  отлично от нуля и электростатическое поле  $E_z$  не приводит к перераспределению токов, поскольку в окрестности нейтральной плоскости скорость дрейфа  $E_z B_x / B_z^2 \sim 0$ . В рамках этой модели перераспределение тока может быть учтено при обобщении на слабодвухмерную конфигурацию с градиентом  $dB_z/dx$  и электростатическим полем  $E_x$  [Zelenyi et al., 2010a] (см. раздел 5.4). В двухмерных моделях соотношение токов ионов и электронов определяется электростатическими полями  $E_x$  и  $E_z$ , которые перпендикулярны магнитному полю [Birn et al., 2004; Schindler et al., 2012].

Из приведенного краткого обзора следует, что существует два класса моделей, которые претендуют на описание равновесной структуры токового слоя в хвосте магнитосферы Земли. В двумерных изотропных моделях натяжение силовых линий

магнитного поля поддерживается за счет градиента плазменного давления [Schindler, Birn, 2002; Yoon, Lui, 2005; Vasko et al., 2013], тогда как в одномерной модели ТТС натяжение силовых линий поддерживается за счет анизотропии плазменного давления [Rich et al., 1972; Francfort, Pellat, 1976; Cowley, Pellat, 1979]. В двумерных моделях масштабы неоднородности  $L_x$  и  $L_z$  вдоль оси  $X$  и вдоль оси  $Z$  согласно условию бездивергентности магнитного поля связаны соотношением  $L_x = L_z B_0 / 2B_z$ . Таким образом, если удастся экспериментально определить масштабы неоднородности  $L_x$ ,  $L_z$  и окажется, что наблюдаемое значение  $L_x$  существенно **больше** величины  $L_z B_0 / 2B_z$ , то наблюдаемый токовый слой является одномерным, а натяжение силовых линий должно поддерживаться за счет анизотропии плазменного давления. Отметим, что в модели ТТС на масштаб  $L_x$  не накладывается каких-либо ограничений, поскольку условие бездивергентности магнитного поля ( $B_x = B_x(z)$ ,  $B_z = \text{const}$ ) выполнено автоматически.

### 3. Методы анализа многоточечных наблюдений

Основная особенность проекта Cluster — проведение измерений параметров плазмы, магнитного и электрического полей четырьмя космическими аппаратами. Для возможности вычисления градиента физических величин конфигурация четырех спутников выстраивалась в форме правильного тетраэдра. Характерный размер тетраэдра варьировался от сотен до десяти тысяч километров, что позволило охватить все интересные плазменные масштабы в конкретных областях магнитосферы (в частности, в хвосте). Методика обработки многоспутниковых данных, которая учитывает ошибки измерений, обусловленные, в частности, формой и размерами тетраэдра, подробно изложена в специальных публикациях [Dunlop et al., 2002; Paschmann, Schwartz, 2000].

Рассмотрим методы, применяемые для анализа данных в хвосте магнитосферы. В основном использовалась информация по градиенту магнитного поля. Градиенты параметров плазмы оказались менее выраженными и, соответственно, менее удобными для анализа. Кроме того, на одном из спутников прибор для измерений ионов не работал, и, таким образом, регулярные вычисления градиента характеристик ионов были невозможны. Обычно наблюдение существенного градиента магнитного поля в хвосте интерпретируется как пересечение токового слоя хвоста — плоского (или почти плоского) «листа» поперечного тока, который поддерживает противоположно направленные магнитные поля по разные стороны «листа». В простейшей геометрии основное магнитное поле направлено вдоль  $X$  GSM, поперечный ток — вдоль  $Y$ , а нормаль к слою (направление градиента магнитного поля) — вдоль  $Z$ . В реальной геометрии необходимо учитывать возможный наклон токового слоя, переход конфигурации магнитного поля от плоской к осесимметричной вблизи Земли и наличие некоторых градиентов (роста интенсивности) в направлении к Земле. Однако, на расстояниях от Земли  $14\text{--}20R_E$ , характерных для проекта Cluster, отклонения от плоской, почти одномерной, геометрии токового слоя обычно невелики и могут быть оценены по данным измерений.

Измерения некоторого параметра (в нашем случае магнитного поля) на четырех спутниках позволяет надежно определить его градиент при соблюдении как минимум двух следующих условий.

1. Расстояние между спутниками должно быть мало по сравнению с характерным масштабом неоднородности измеряемого параметра, так чтобы его градиент на масштабе тетраэдра был практически постоянен (предположение линейности). В противном случае вычисления дают среднее значение градиента на масштабе

тетраэдра, которое может сильно отличаться от истинного как по величине, так и по направлению.

2. Разница в величине измеряемого параметра на спутниках должна быть достаточно велика (другими словами, расстояние между спутниками не должно быть слишком мало), так чтобы в ней доминировал вклад именно измеряемого градиента, а не малых мелкомасштабных (шумовых) вариаций, имеющихся в окрестности каждого из спутников.

Условия (1) и (2) показывают, что градиент магнитного поля можно надежно определить только в том случае, если масштаб неоднородности магнитного поля несколько больше расстояния между спутниками, а разница магнитного поля в измерениях на различных аппаратах составляет не менее 1–2 нТл. С учетом точности измерений магнитного поля порядка 0.1 нТл и точности знания координат спутников порядка 1 км, номинальная точность определения градиента оказывается достаточно высокой.

Градиент компоненты магнитного поля  $B_x$  позволяет определить вектор нормали к токовому слою (исключая экзотические конфигурации с нормалью, направленной почти вдоль оси  $X$ ). Вычисление градиентов всех трех компонент позволяет определить ротор магнитного поля и, соответственно, величину плотности тока. Основной компонентой в  $\text{rot } \mathbf{B}$  обычно является градиент  $dB_x/dz$ . Таким образом, вычисление вектора нормали указанным выше методом и вектора плотности тока — не вполне независимые операции, что необходимо учитывать при анализе ошибок. Удобно иметь в виду для оценок, что плотность тока 1 нА/м<sup>2</sup> примерно соответствует градиенту 8 нТл/ $R_E$ .

Наблюдаемая при пересечении токового слоя вариация магнитного поля (в основном,  $B_x$ , в меньшей степени  $B_y$ ) позволяет определить направление максимума вариации магнитного поля. В идеальном случае данное направление перпендикулярно вектору нормали и направлению тока. Направление минимума вариации магнитного поля также часто используется в качестве вектора нормали к токовому слою. Вектор нормали, вычисленный таким образом, не отличается от вектора нормали, определенного по градиенту магнитного поля, больше чем на 20–30°, если минимальные и среднее собственные числа матрицы ковариаций магнитного поля существенно различны [Sergeev et al., 2006]. Однако, физические основы данного соответствия не вполне ясны (например, для магнитного поля модели Харриса отличным от нуля является лишь одно собственное число). Причиной может быть, например, наличие в реальном токовом слое малых продольных токов, создающих независимую вариацию  $B_y$  компоненты (в горизонтальной конфигурации).

Альтернативным методом определения вектора нормали к токовому слою является метод тайминга (timing). В данном методе фиксируются моменты времени, в которые на четырех спутниках наблюдаются одинаковые значения, например, магнитного поля  $B_x$ . По временным задержкам между аппаратами определяются направление движения токового слоя и его скорость вдоль нормали. Со знанием скорости движения слоя, градиенты магнитного поля и плотность тока могут быть определены по измерениям магнитного поля на одном спутнике. Метод тайминга становится особенно полезен в том случае, если толщина токового слоя меньше расстояния между спутниками и градиент магнитного поля, вычисленный по одновременным измерениям магнитного поля на четырех аппаратах, дает заниженную оценку плотности тока.

Направление максимальной вариации магнитного поля, направление плотности тока и вектор нормали (определенный по таймингу или как направление минимальной вариации магнитного поля) образуют собственную систему координат токового слоя. Вообще говоря, данная система координат, определенная по эксперименталь-

ным данным, не является ортогональной. Степень отклонения от ортогональности показывает, насколько наблюдаемый токовый слой можно считать плоским и стационарным, а также насколько велики сопутствующие вариации другой природы. Разумным отклонением системы координат от ортогональной можно считать  $10\text{--}15^\circ$  и данное условие выполняется достаточно часто.

Для определения профиля плотности тока и профиля магнитного поля (вдоль нормали) токовый слой необходимо пересечь от одной его границы до другой. Естественным требованием является условие стационарности конфигурации и скорости движения слоя за время пересечения. Для детального анализа обычно выбираются токовые слои, пересекаемые от одной до другой границы за время меньше 10 мин., со стабильными направлением вектора нормали (определенной по таймингу и по минимуму вариации) и плотности тока, с практически ортогональной собственной системой координат. Данную систему координат принято обозначать  $(\mathbf{l}, \mathbf{m}, \mathbf{n})$ :  $\mathbf{l}$  — направление максимальной вариации,  $\mathbf{m}$  — направление тока,  $\mathbf{n}$  — вектор нормали к токовому слою. В данной системе координат основной компонентой магнитного поля является  $B_l$ , основная компонента плотности тока —  $j_m$ .

Важный аспект — определение толщины слоя. Использование данного термина неоднозначно, так как само по себе подразумевает наличие одного характерного масштаба (например, слой Харриса). Для профиля Харриса (который достаточно универсален, см. раздел 5.3) с магнитным полем  $B_x = B_0 \tanh(z/L)$  и током  $j_y = j_0 \operatorname{ch}^{-2}(z/L)$  масштаб определяется как  $L = cB_0/4\pi j_0$ . Данный параметр соответствует толщине токового слоя на уровне  $B_x = 0.46B_0$  и  $j_y = 0.79j_0$ . Таким образом, внутреннюю часть  $B_x < 0.5B_0$  можно описать как область почти постоянной плотности тока и ошибки в определении максимума тока в реальности не будут критическими. В том случае, если токовый слой не пересекается полностью, измеренная плотность тока  $j_y$  может быть пересчитана к центру токового слоя по формуле  $j_0 = j_y(1 - B_l^2/B_0^2)^{-1}$ . Определение величины магнитного поля  $B_0$  на границе токового слоя, вообще говоря, нетривиально. Дело в том, что  $B_0$  — это поле на границе тонкого токового слоя, который вложен в плазменный слой. В результате  $B_0$  не совпадает с магнитным полем в долях хвоста, которое можно легко определить из вертикального баланса давления. Проблема определения величины магнитного поля на границе токового слоя обсуждается в разделах 5.1 и 5.10.

#### 4. Используемые данные

При исследовании структуры токовых слоев использовались данные проекта Cluster по магнитному полю (прибор FGM, [Balogh et al., 2001]), электрическому полю (EFW, [Gustafsson et al., 2001]), параметрам электронной (PEACE, [Johnstone et al., 1997]) и ионной (CIS/HIA/CODIF, [Rème et al., 2001]) популяций. Функции распределения ионов и электронов измерялись с временным разрешением 4–8 с (1–2 оборота спутника), измерения магнитного и электрического полей использовались в вариантах одно измерение за оборот спутника или пять измерений в секунду.

Научная программа проекта Cluster в хвосте магнитосферы была разбита по годам с целью перебора всех интересных масштабов плазменных процессов: в 2001 г. — с минимальным расстоянием между спутниками около 1000 км, в 2002 г. — около 3000 км, в 2003 г. — около 300 км, в 2004 г. — около 600 км. Измерения в 2001–2004 гг. проводились на расстоянии  $17\text{--}20R_E$  от Земли, в средней области хвоста, где наиболее вероятно формирование тонкого токового слоя.

После 2004 г. из-за исчерпания запасов топлива у трех из четырех спутников правильная форма тетраэдра не поддерживалась и спутники постепенно расходились



(до 10–15 тыс. км к 2009 г.). При этом один спутник (на котором осталось топливо) маневрировал с целью поддержания заданного расстояния по оси (примерно)  $Z$ . После 2005 г. из-за дрейфа орбиты в целом область пересечения токового слоя смещалась к Земле вплоть до расстояний порядка  $10R_E$  в 2009 г., что позволило рассмотреть формирование токовых слоев в переходной области, где хвост примыкает к области дипольных силовых линий.

Как следствие, основные результаты были получены в 2001, 2004 и отчасти в 2002 гг., когда расстояние между спутниками соответствовало ионному (протонному) масштабу, характерному для наиболее часто наблюдаемых тонких токовых слоев. Было выделено несколько сотен достаточно четких быстрых пересечений тонких токовых слоев с ионным масштабом, которые позволяют детально проанализировать структуру такого рода объекта.

Данные 2003 г. использовались в основном для анализа сверхтонких токовых слоев вблизи области пересоединения (с характерной толщиной сотни км). Ввиду небольшой вероятности наблюдения супертонких токовых слоев удалось зарегистрировать на порядок меньше пересечений, в сравнении с количеством тонких токовых слоев ионного масштаба (зарегистрированных в другие года за тот же период времени).

Для анализа было отобрано несколько отдельных групп пересечений (описание каждой группы приведено в соответствующем разделе). Отдельно были составлены наборы наблюдений длительного нахождения спутников в токовом слое во время фазы роста суббури.

## 5. Результаты наблюдений и анализа

### 5.1. Общие характеристики слоев и определение вложенности

Для иллюстрации свойства вложенности токовых слоев, обнаруженных в хвосте магнитосферы проектом Cluster, удобно привести пример статистики из одной из первых публикаций [Runov et al., 2005; Runov et al., 2006]. На рис. 1 приведены средние графики плотности тока и плотности плазмы в токовом слое в зависимости от магнитного поля (фактически, профили поперек токового слоя). В модели Харриса профили плотности тока и плотности плазмы совпадают. Напротив, в абсолютном большинстве наблюдавшихся слоев профиль плотности тока заметно уже профиля плотности плазмы (для сравнения см. рис. 1а и б): плотность тока спадает в несколько раз в области, где магнитное поле  $B_l$  составляет примерно 0.3–0.5 от  $B_{ext}$  (максимального поля в долях хвоста). Напомним, в слое Харриса при таком магнитном поле должно отмечаться лишь незначительное уменьшение тока (см. раздел 3). При этом плотность и температура плазмы на рис. 1 остаются почти постоянными (в соответствии с предположением о балансе давления). Данная структура слоя получила название вложенной: относительно тонкий токовый слой (с высокой плотностью тока) находится внутри относительно толстого плазменного слоя.

Для описания профиля вложенного токового слоя необходимо ввести дополнительные параметры. В модели Харриса вводится два параметра — магнитное поле  $B_{ext}$  на границе слоя (на бесконечности) и толщина токового слоя  $L$  (либо максимальная плотность тока  $j_{max} = cB_{ext}/4\pi L$ ). Магнитное поле  $B_{ext}$  может быть определено из соотношений вертикального баланса давления

$$B_{ext}^2/8\pi = B_l^2/8\pi + P_{th},$$



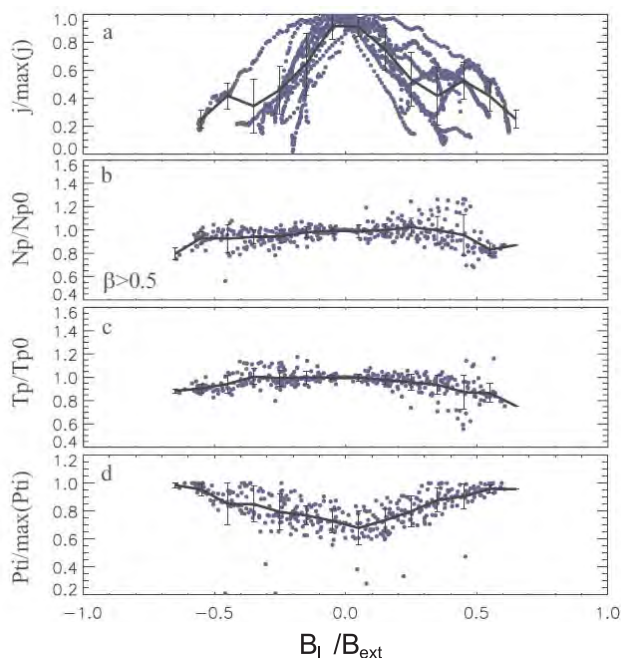


Рис. 1. Статистика профилей плотности тока (а), плотности протонов (б), температуры протонов (в) и полного давления (г) в зависимости от магнитного поля, нормированного на величину поля в долях хвоста. Рисунок взят из работы [Runov et al., 2006].

где  $P_{th}$  — полное тепловое давление плазмы. Максимальная плотность тока может быть определена по измерениям магнитного поля на четырех аппаратах. Для вложенной конфигурации токового слоя необходимо ввести еще как минимум два параметра (рис. 2):  $B_0$  — магнитное поле на границе тонкого токового слоя (в дополнение к  $B_{ext}$ ) и, например,  $j_{ext}$  — плотность тока на границе вложенного слоя. К сожалению, параметр  $j_{ext}$  в большинстве случаев не может быть надежно измерен одновременно с  $j_{max}$ , так как в случае ярко выраженной вложенности токи и масштабы сильно отличаются ( $j_{ext} \ll j_{max}$ ,  $L_{ext} \gg L_{cs}$ ), а только один масштаб тока, соответствующий масштабу тетраэдра спутниковой конфигурации, может быть измерен с достаточной точностью (см. раздел 3).

Главным и, практически, единственным параметром, характеризующим конфигурацию вложенного токового слоя в эксперименте, является, таким образом,  $B_0$ . Правильное определение  $B_0$  исключительно важно для количественного описания слоя. Например, толщина слоя в единицах ларморовского радиуса на его границе  $\rho$  пропорциональна квадрату граничного магнитного поля,  $L/\rho \sim B^2$ , и при замене  $B_{ext}$  на  $B_0$  разница может составить  $\sim 10$ .

При всей видимой простоте параметра  $B_0$  (магнитное поле — наиболее хорошо измеряемый параметр в космической плазме), точного метода его определения (фактически — метода определения границы слоя) не существует (см. раздел 2 о границах слоя). Поэтому определение  $B_0$  основывается на качественных соображениях существенного уменьшения плотности тока и надежно только, если величины плотности тока вложенного и внешнего слоя существенно различны.

В работе [Artemyev et al., 2010] введены два способа определения параметра  $B_0$ . В первом предполагается, что наблюдаемая на спутнике вариация магнитного поля

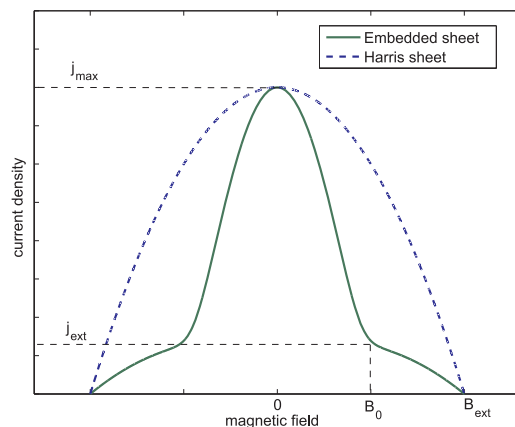


Рис. 2. Схема профиля плотности тока в зависимости от магнитного поля для слоя Харриса (синяя штриховая кривая) и вложенного слоя (зеленая кривая). Обозначены свободные параметры моделей: полное (граничное) магнитное поле  $B_{ext}$ , граничное поле вложенного слоя  $B_0$ , максимальная плотность тока  $j_{max}$ , плотность тока на границе вложенного слоя  $j_{ext}$ . Рисунок взят из работы [Petrukovich et al., 2011].

возникает за счет относительного движения спутника и токового слоя с некоторой постоянной скоростью (вдоль нормали). Значение  $B_0$  фиксируется, когда скорость вариации магнитного поля существенно падает по сравнению с центром слоя (поле становится практически постоянным) из-за выхода в зону слабого тока (малого градиента) (рис. 3). В альтернативном методе предлагается использовать профиль плотности тока в зависимости от магнитного поля (рис. 4). При профиле вблизи центра слоя, близком к Харрисовскому,  $j = j_0(1 - sB_l^2)$ ,  $s = 1/B_0^2$  и  $B_0$  можно вычислить по методу наименьших квадратов. Оба метода имеют свои преимущества

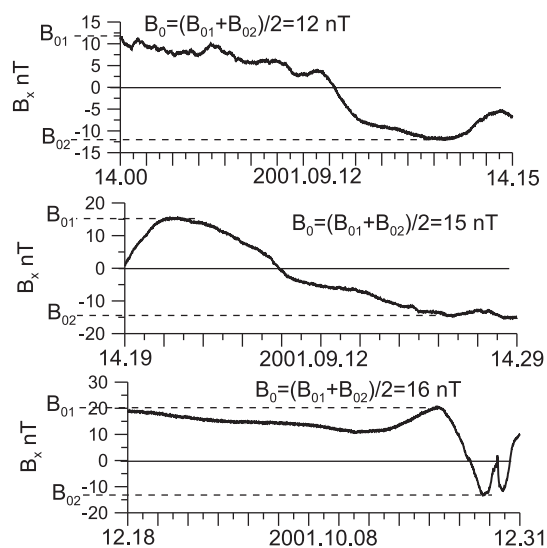


Рис. 3. Три примера профилей магнитного поля  $B_x$  при пересечении токового слоя. Штриховой линией обозначены граничные значения магнитного поля,  $B_0$ . Рисунок взят из работы [Artemyev et al., 2010].

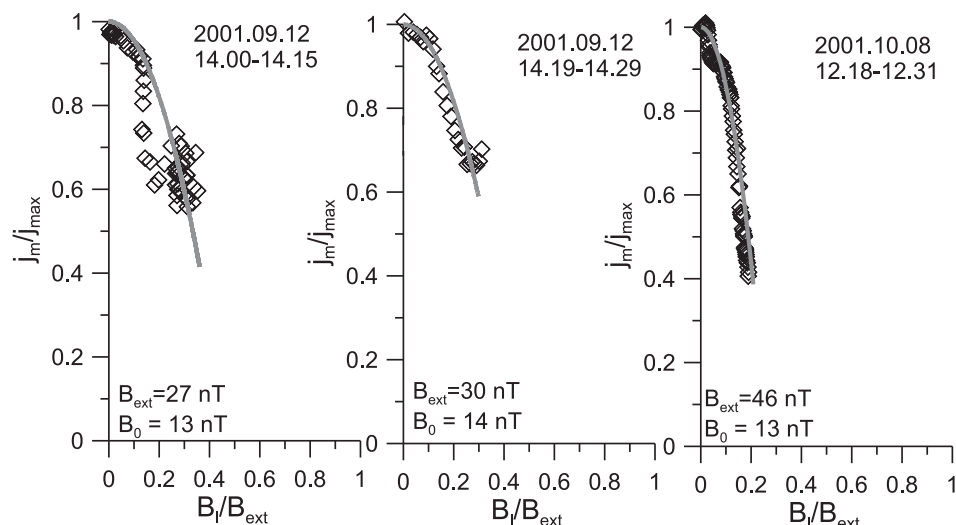


Рис. 4. Три профиля плотности тока и их квадратичные аппроксимации для токовых слоев, показанных на рисунке 3. Рисунок взят из работы [Artemyev et al., 2010].

и недостатки и, в целом, их точность может быть оценена как 10–20%. Поэтому анализировать значения  $B_0$  лучше не по индивидуальным событиям, а на статистике.

Необходимо отметить, что определенное таким образом магнитное поле  $B_0$  на границе тонкого слоя поддерживается не только на счет тока тонкого слоя, но и за счет тока фонового слоя, текущего в области, ограниченной границами тонкого слоя.

Распределения характерных параметров вложенного слоя (42 примера) представлены на рис. 5 [Artemyev et al., 2010]. Наиболее вероятный интервал  $B_0/B_{ext}$  составляет 0.3–0.5, при среднем значении  $\sim 0.4$ . Отношение плотности тока в центре и на границе вложенного слоя (при  $0.9 < B_l/B_0 < 1$ ) довольно велико и в среднем равно 5 (рис. 5, правая панель). Поскольку  $(B_0/B_{ext})^2 \sim 0.16$ , вариация теплового давления плазмы достаточно мала и часто едва заметна. Вариация плотности плазмы (рис. 5, центральная панель) еще меньше и в среднем составляет 15%.

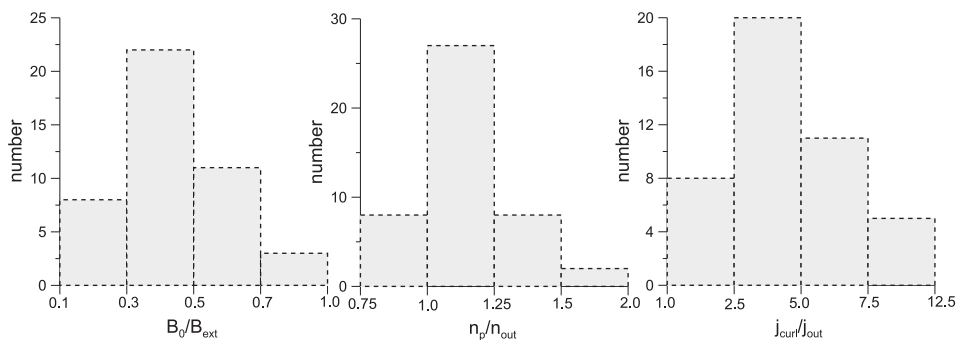


Рис. 5. Распределение величин отношения амплитуд магнитного поля  $B_0/B_{ext}$ , отношения плотности плазмы в центре токового слоя и на границе тонкого токового слоя, отношения амплитуд плотности тока в центре токового слоя и на границе тонкого токового слоя. Рисунок взят из работы [Artemyev et al., 2010].

### 5.2. Ионы как носители тока

Согласно теоретическим представлениям, ток в слое с характерной толщиной порядка тысяч км должен быть обеспечен ионной популяцией. Наблюдаемая вложенная структура тонкого токового слоя в плазменный слой предполагает, что ток переносится малой долей ионов с большими потоковыми скоростями (профиль плотности плазмы практически плоский на масштабе изменения плотности тока). Выделение данной токнесущей популяции ионов и изучение ее свойств представляет существенный интерес. Однако, согласно наблюдениям, токи ионов доминируют далеко не во всех наблюдаемых токовых слоях. Подробный анализ возможных причин этого факта проведен ниже (см. раздел 5.4), а на первом этапе разумно проанализировать структуру токнесущей популяции только в слоях, в которых ток ионов существенен.

В первом приближении можно проанализировать одномерную функцию распределения протонов по скорости  $v_y$  (рис. 6). В ней явно выделяются холодное ядро и горячие «крылья», которые можно аппроксимировать двумя максвелловскими распределениями с различными потоковыми скоростями (табл. 1). Хотя плотности обеих компонент плазмы сопоставимы, практически весь ток поддерживается горячими «крыльями». Для более точного анализа была вычислена доля переносимого тока в зависимости от энергии ионов (интегрировалось распределение только выше определенной энергии) (рис. 7). Ток практически не изменяется при «отрезании» функции распределения на энергиях меньших температуры. Профиль уменьшения тока при повышении энергии «отрезания» может быть наилучшим образом аппроксимирован максвелловским распределением не с измеренной температурой  $T_p$ , а с температурой выше в 1.5–3 раза (за исключением некоторых слоев с очень высокой температурой)  $T_M$  или распределением неадиабатических ионов, взятым из модели ТТС [Zelenyi et al., 2004] с измеренной температурой.

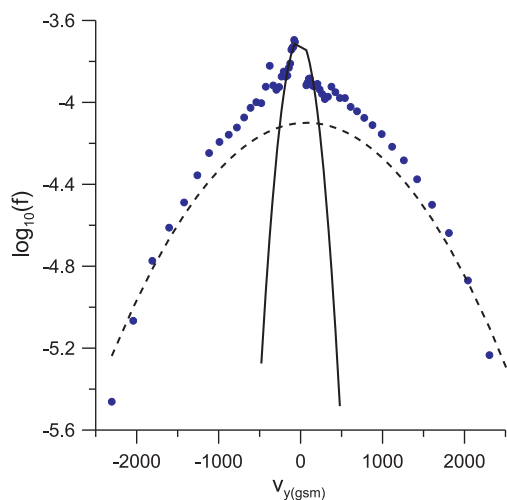


Рис. 6. Функция распределения протонов в центре токового слоя и ее аппроксимация двумя функциями Гаусса. Рисунок взят из работы [Artemyev et al., 2009].

Тем не менее переносчик тока — это не вся высокотемпературная часть распределения ионов (составляющая в вышеприведенном примере заметно более 50%). По теории Спейсера [Speiser, 1965] транзитные ионы в токовом слое имеют характерную дрейфовую скорость порядка тепловой [Sitnov et al., 2000; Zelenyi et al., 2000] и для создания тока достаточно наличия небольшой доли транзитных

Таблица 1

Параметры максвелловских распределений, соответствующих наблюдаемому распределению протонов по скоростям: 1) слой 31 августа 2004 14:10–14:13; 2) слой 29 августа 2001 11:00–11:08. Функция распределения для слоя (1) показана на рис. 6.

data	ядро				крылья				сумма	
	$n$	$u$	$T$	$j$	$n$	$u$	$T$	$j$	$n$	$T$
	см <sup>3</sup>	км/с	кэВ	нА/м <sup>2</sup>	см <sup>3</sup>	км/с	кэВ	нА/м <sup>2</sup>	см <sup>3</sup>	кэВ
1)	0.1	-15	0.3	-0.25	0.21	100	11	3.2	0.31	8.2
2)	0.1	20	0.3	0.3	0.09	300	5.4	4.8	0.19	3.0

ионов от общего числа ионов. Задача выделения этой малой доли при анализе функций распределения оказалась достаточно сложной с учетом ограничений реального эксперимента. Для более надежной визуализации токнесущей компоненты были построены двумерные распределения протонов по скоростям в плоскости  $v_x, v_y$ . Затем из функции распределения внутри слоя вычиталось аналогичное распределение на границе слоя. На рис. 8 показаны части разностной функции распределения с положительным знаком, т. е. с избытком ионов внутри слоя выше некоторого порога (серый цвет) и с отрицательным знаком, т. е. с избытком ионов на границе (черный цвет). Очевидно, в центре слоя имеется некоторый недостаток протонов низких энергий, не переносящих ток, и избыток протонов относительно высоких энергий, имеющих серповидную функцию распределения только для  $v_y > 0$ , аналогичную

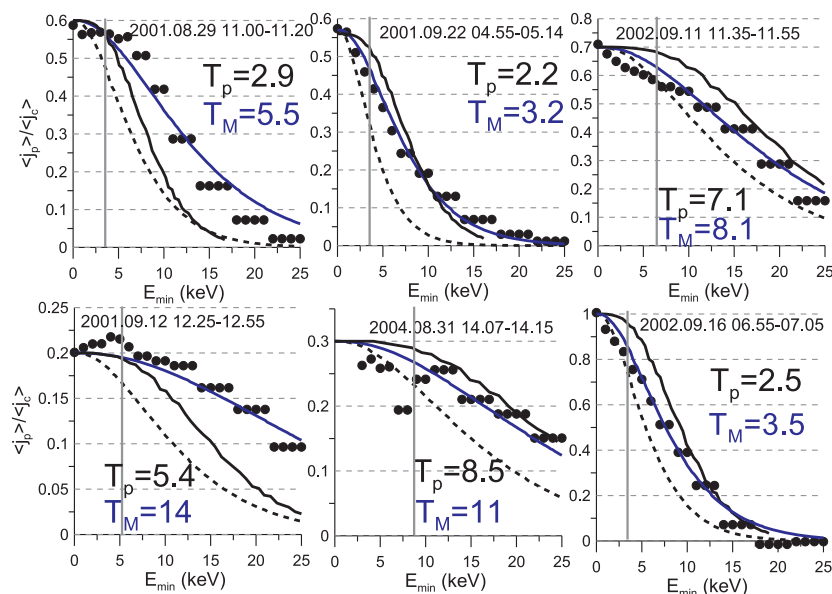


Рис. 7. Отношение тока, полученного при интегрировании функции распределения протонов от энергии  $E_{\min}$ , и тока, полученного по одновременным измерениям магнитного поля на 4-х спутниках). Точками показаны экспериментальные профили. Штриховая кривая — профиль для максвелловского распределения с измеренной температурой ( $T_p$ ). Синяя кривая — для максвелловского распределения с температурой, соответствующей наилучшей аппроксимации ( $T_M$ ). Черная сплошная кривая — для распределения из модели ТТС с измеренной температурой  $T_p$ . Рисунок взят из работы [Artemyev et al., 2009].

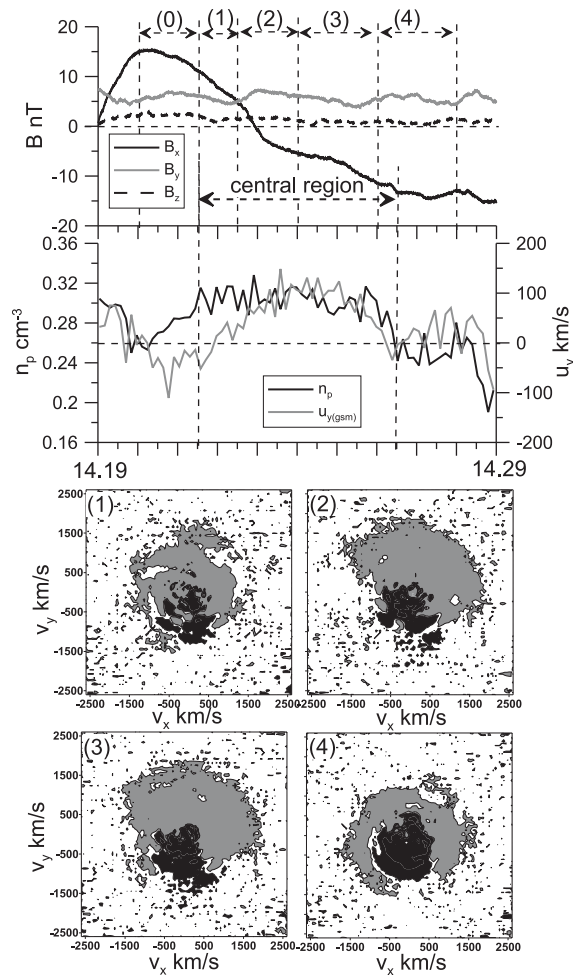


Рис. 8. Пример пересечения токового слоя 12 сентября 2001 г. Показаны магнитные поля, плотность протонов и скорость протонов вдоль направления тока. Ниже для четырех интервалов времени (1)–(4) показаны разностные функции распределения протонов на плоскости  $v_x, v_y$ . Вычиталось распределение, измеренное в интервале (0). Серым цветом показана положительная разность, черным — отрицательная. Подробности см. в тексте. Рисунок взят из работы [Artemyev et al., 2010].

предсказываемой по теории (рис. 9). Как показывают оценки [Artemyev et al., 2010] для создания всего наблюдаемого в эксперименте тока  $j_{curl}$  достаточно, чтобы в таком серповидном распределении содержалось не более 10–20% протонов (отметим, что прямая оценка плотности интегрированием не очень надежна в связи с высоким уровнем флуктуаций).

Еще один способ оценки доли и температуры токнесущих частиц основан на анализе профилей плотности и температуры протонов поперек слоя. Известно, в том числе, из предыдущих работ [Hoshino et al., 1996; Runov et al., 2006], что температура протонов уменьшается к периферии тонкого вложенного токового слоя (рис. 10). Можно предположить, что температура и плотность фоновых протонов практически

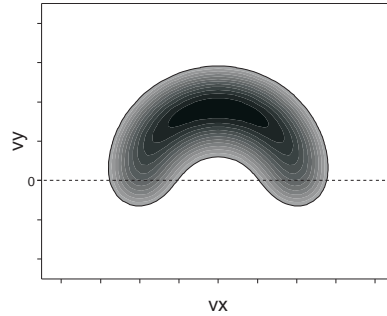


Рис. 9. Функция распределения пролетных (спейсеровских) частиц из модели [Zelenyi et al., 2004].

не меняются на масштабе тонкого токового слоя, плотность токнесущих протонов на границе равна нулю, а рост температуры и плотности к центру слоя обеспечивается постепенным «примешиванием» более горячих токнесущих протонов. Такая

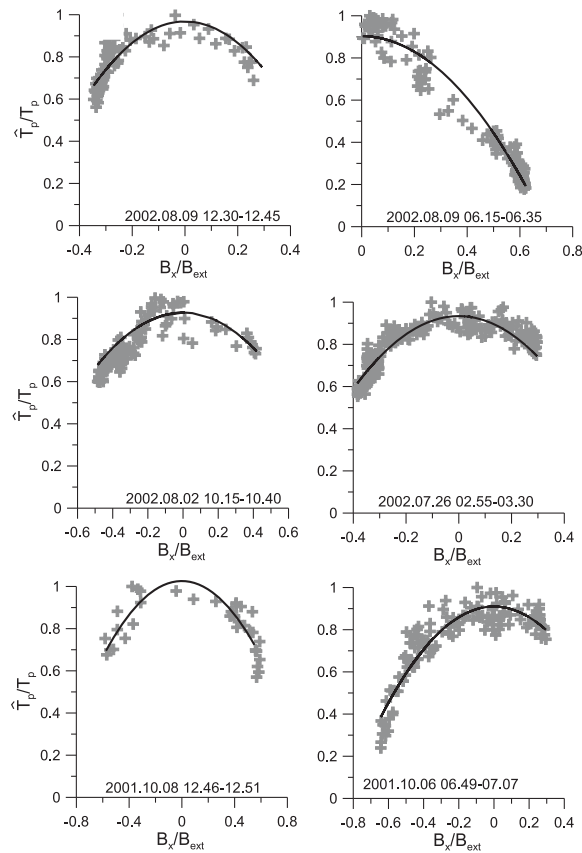


Рис. 10. Профили температуры протонов и соответствующие параболические аппроксимации для шести пересечений токового слоя. Температура нормирована на значение в центре слоя. Рисунок взят из работы [Artemyev et al., 2011a].



простейшая оценка [Artemyev et al., 2011a] показывает, что отношение температур токонесущих и фоновых протонов должно составлять около 5, при отношении плотностей порядка 0.1–0.2 (см., например, рис. 5), что не противоречит другим данным.

Интересный сопутствующий вопрос — исследование возможного вклада высокоэнергичных протонов (выше 35 кэВ) в плотность тока. Такое разделение по энергии объясняется техническими причинами. Моменты функции распределения протонов ниже 35 кэВ определяются по данным прибора CIS/CODIF [Rème et al., 2001]. Выше 35 кэВ необходимо использовать прибор RAPID [Wilken et al., 2001], вычисление полных функций распределения по данным которого затруднено в связи с особенностями регистрации высокоэнергичных ионов. Как показано в [Artemyev et al., 2009] для слоев с относительно высокой температурой протонов (7–9 кэВ) на данную компоненту приходится не более 30% от полного тока. Для большинства же слоев (с более низкой температурой протонов) вклад высокоэнергичного хвоста функции распределения пренебрежимо мал. При наличии существенной доли ионов кислорода на них также может приходиться некоторая доля тока. В частности, в той же работе для слоя с содержанием кислорода в ~25% от плотности протонов (что является довольно высоким содержанием), доля переносимого кислородом тока была оценена как ~15% [Artemyev et al., 2009]. Меньшая доля тока по сравнению с пропорцией в плотности, по всей видимости, связана с тем, что кислород имеет ионосферное происхождение и значительная его часть обладает достаточно малой энергией, не участвуя в генерации тока.

Таким образом, в целом экспериментальные данные подтверждают, что основным носителем тока в тонком токовом слое является малая группа относительно горячих транзитных ионов, обладающая достаточно высокой эффективной потоковой скоростью (порядка тепловой). Структура функции распределения ионов по скоростям схематично показана на рис. 11.

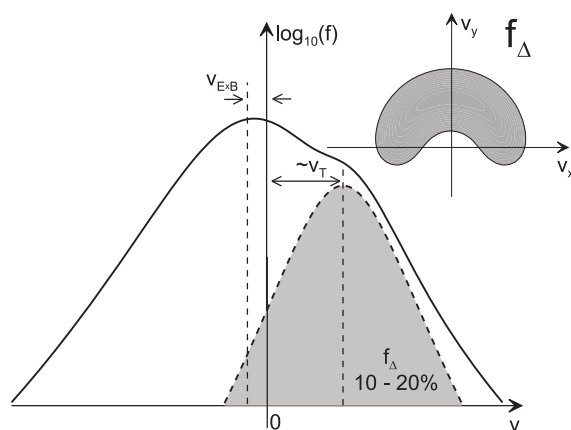


Рис. 11. Схематическое изображение структуры функции распределения протонов в токовом слое. Серым цветом показана токонесущая популяция. Рисунок взят из работы [Artemyev et al., 2010].

### 5.3. Сравнение экспериментальных и модельных профилей плотности электрического тока

Для дальнейшего сравнения эксперимента и теории были выбраны три современные модели [Artemyev et al., 2009]: тонкого слоя ионного масштаба (ТТС) [Zelenyi et al., 2004] TCS2004; модель токового слоя, построенного как комбинация слоя

Харриса и фоновой плазмы [Yoon, Lui, 2004] YL2004; модель двухмерного токового слоя с сильными токами электронов [Schindler, Birn, 2002] SB2002. В качестве входных параметров моделей использовались граничное магнитное поле  $B_0$ , температуры электронов и протонов. Величина  $B_z$  учитывалась только в модели TCS2004. В модели SB2002 магнитное поле  $B_z$  определяется градиентом плазменного давления вдоль хвоста магнитосферы и при сопоставлении поперечных профилей плотности тока с данными наблюдений задается произвольным образом. В модели YL2004 поле  $B_z$  отсутствует, но может быть введено в систему в рамках того же подхода, что используется в модели SB2002. Плотность плазмы и профиль плотности тока определялись в ходе модельных расчетов самосогласованным образом. Все входные параметры варьировались вблизи реально измеренных значений с целью получения наилучшего согласия по профилю тока. Результаты сравнения для одного из пересечений представлены на рис. 12 (верхняя панель). Финальные значения параметров моделей и измеренные величины приведены в табл. 2 (верхняя половина). Экспериментальный профиль наилучшим образом описываются моделью YL2004, которая фактически имеет свободный параметр, регулирующий доли фоновой и токонесущей компонент плазмы и определяющий отношение  $B_0/B_{ext}$ . TCS2004 так же имеет свободный параметр (степень потоковой анизотропии ионов), но он влияет и на толщину слоя и таким образом гибкость регулирования ограничена. Тем не менее TCS2004 описывает эксперимент с ошибкой не более 30%. Наихудшие результаты показала модель SB2002 в связи с тем, что степень вложенности слоя ( $B_0/B_{ext}$ ) в ней не регулируется.

На следующем этапе была учтена возможность наличия разницы температур фоновой и токонесущей плазмы (см. предыдущий раздел, рис. 6 и табл. 1) и в качестве входного параметра модели задавалась температура горячей компоненты. Отметим, что так как давление фоновой холодной плазмы составляет менее 10% от полного, то ее исключение не приводит к существенным различиям в фоновых условиях (например в балансе давления). В таком варианте все три модельных профиля и параметры гораздо лучше соответствуют экспериментальным (рис. 12, нижняя панель, табл. 2, нижняя половина).

Таблица 2

Экспериментальные и модельные параметры токовых слоев для полного распределения (вверху) и только для токонесущего распределения (внизу) для пересечения 31 августа 2004 г.

	$B_0$ нТл	$B_{ext}$ нТл	$n$ см <sup>3</sup>	$T_p$ кэВ	$T_e$ кэВ	$j_0$ тА/м <sup>2</sup>	$L_0$ 10 <sup>3</sup> км
exp	15(-15)	35	0.31	8.2	2.2	9.1	1.3
SB2002	13(-13)	17	0.09	6.0	1.5	9.1	1.1
TCS2004	13(-13)	25	0.12	6.4	1.6	8.5	1.2
YL2004	13(-13)	32	0.25	8.0	2.0	9.3	1.1
exp	15(-15)	30	0.21	11	2.2	9.1	1.3
SB2002*	12(-12)	29	0.18	11	2.0	9.1	1.0
TCS2004	14(-14)	31	0.19	10.6	2.1	9.2	1.2
YL2004	13(-13)	30	0.18	11	2.2	8.9	1.1

Таким образом, при наличии в модели той или иной возможности регулировки степени вложенности и при некоторой аккуратности в выборе параметров плазмы, может быть достигнуто удовлетворительное согласие в профилях тока с наблюдениями практически независимо от физического механизма, который отвечает за

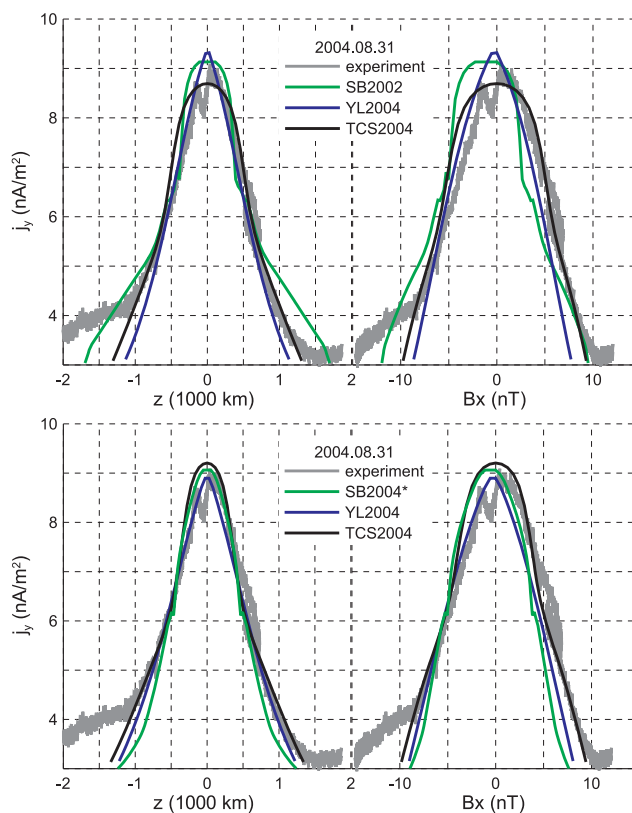


Рис. 12. Сопоставление профилей плотности тока и моделей токовых слоев (см. текст). Рисунок взят из работы [Artemyev et al., 2009].

создание тока (для трех представленных моделей данные механизмы существенно различаются). Это связано, в том числе, с универсальностью профиля плотности тока и магнитного поля вблизи центра слоя. При условии, что вблизи центра слоя ток регулируется только плотностью токонесущих частиц и соображениями симметрии, профиль плотности тока должен быть четной функцией второго порядка по координате и магнитному полю (и аналогичным профилем в модели Харриса). Отличия между моделями могут проявляться на флангах слоя, где точность определения плотности тока и пространственной привязки падают. Кроме того, существенный интерес представляет анализ предсказываемой зависимости, например, толщины токового слоя от параметров плазмы.

Модель TCS2004 в отличие от двух других рассматриваемых моделей, самосогласованным образом определяет толщину вложенного слоя пропорционально ларморовскому радиусу токонесущих ионов. Для проверки наличия такой зависимости средние профили плотности тока были построены отдельно для двух разных температур протонов в зависимости от пространственной координаты в единицах ларморовского радиуса при температуре 3 кэВ (рис. 13) [Zelenyi et al., 2011]. На рисунке четко прослеживается тенденция увеличения толщины слоя в фиксированных единицах при увеличении температуры протонов. Аналогичную проверку можно провести, используя переменность в проценте ионов кислорода  $O^+$  в плазменном слое. Доля кислорода зависит от общего уровня геомагнитной активности, которая

в период работы проекта Cluster была довольно высокой, и варьировалась от случая к случаю от нуля до 50%. Ларморовский радиус иона кислорода больше и их примесь в токонесущей компоненте плазмы должны приводить к утолщению слоя. Рис. 14 показывает, что при доле кислорода более одной четверти, профиль слоя расширяется практически в два раза (в единицах ларморовского радиуса протона) в полном согласии с предсказанием модели [Zelenyi et al., 2006].

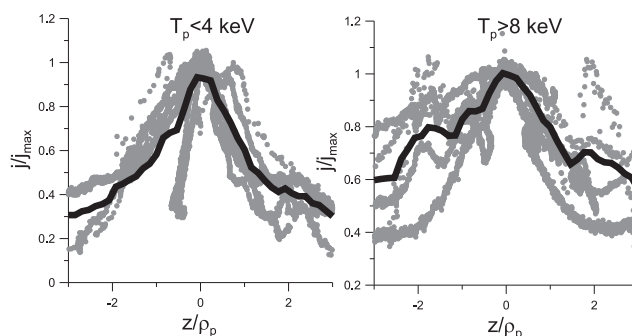


Рис. 13. Профили плотности тока для двух групп токовых слоев с разными температурами протонов. Черным цветом показаны средние профили. Рисунок взят из работы [Zelenyi et al., 2011].

Следует отметить, что сопоставление модельных и экспериментальных профилей плотности тока все-таки не может дать окончательный ответ на вопрос о том, какая модель наиболее адекватно может описать токовый слой хвоста. Для ответа на этот вопрос в случае токового слоя с  $B_z \neq 0$  необходимо провести сопоставление не только поперечных (вдоль оси  $Z$ ), но и продольных (вдоль оси  $X$ ) профилей плотности тока и магнитного поля. Именно в этих профилях наиболее четко проявляется принципиальное физическое отличие моделей токовых слоев друг от друга. Так, модель ТТС2004 предсказывает постоянное значение толщины токового слоя вдоль оси  $X$ , в то время как согласно модели BS2002 толщина слоя растет с удалением от Земли. Однако для сопоставления экспериментальных и теоретических характеристик токового слоя вдоль хвоста магнитосферы необходимо оперировать данными одновременных спутниковых наблюдений в существенно разных положениях по оси  $X$ . Таких наблюдений в проекте Cluster нет.

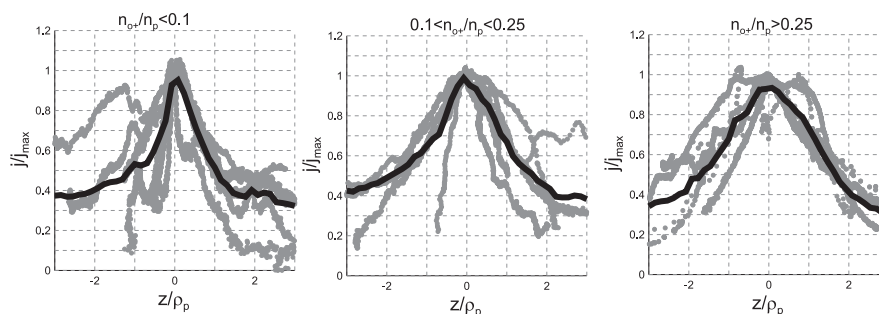


Рис. 14. Профили плотности тока для трех групп токовых слоев с разным содержанием ионов кислорода. Черным цветом показаны средние профили. Рисунок взят из работы [Zelenyi et al., 2011].

#### 5.4. Носители тока в слоях и источники электронного тока

В проекте Cluster впервые на регулярной основе стали доступны измерения функций распределения электронов по скоростям и их моментов. Это позволяет провести сравнение плотности тока  $j_{curl}$ , определенной по градиенту магнитного поля, с парциальными токами электронов и ионов. Анализ, проведенный в нашей работе [Artemyev et al., 2009] и некоторые другие публикации [Asano et al., 2003; Israelevich et al., 2008] показали следующее (рис. 15).

1. В большинстве наблюдаемых слоев с ионным пространственным масштабом наблюдаемый парциальный ток ионов существенно меньше, чем полный ток (рис. 15а) и для достижения соответствия с полным током необходимо учитывать парциальный ток электронов (рис. 15б, в). Это противоречит основному выводу теории о ключевой роли динамики ионов в формировании таких слоев.

2. Наблюдаются токовые слои как с положительным так и с отрицательным током ионов, тогда как ток электронов почти всегда положителен.

3. Сумма электронного и ионного токов хотя в среднем и соответствует величине тока, определенного по магнитному полю  $j_{curl}$ , (рис. 15в), но разница между ними в отдельных наблюдениях может составлять десятки процентов.

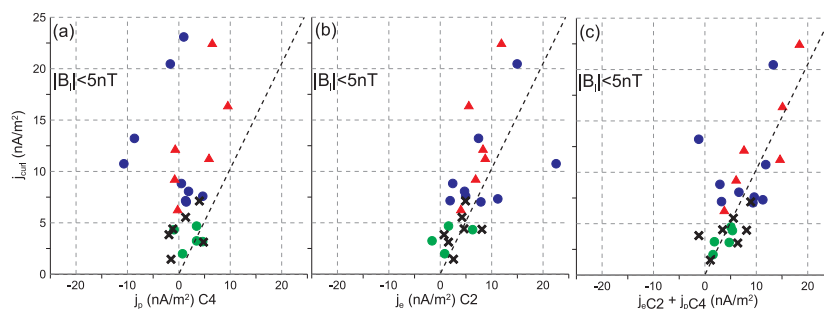


Рис. 15. Сопоставление плотности тока, измеренной в центре токового слоя по данным функций распределения ионов и электронов, и по данным магнитного поля  $j_{curl}$ : сравнение  $j_{curl}$  и тока протонов (а); сравнение  $j_{curl}$  и тока электронов (б); Сравнение  $j_{curl}$  и суммы токов протонов и электронов (в). Разными символами показаны токовые слои с различными свойствами. Рисунок взят из работы [Artemyev et al., 2009].

Последний факт может иметь несколько объяснений. Прежде всего, это проблемы с точностью измерений потоков частиц. Во-первых, измерения функций распределения частиц выполняются с временным разрешением 4–8 с, что может оказаться недостаточным для надежного определения моментов именно в центре быстро пересекаемого слоя. Во-вторых, необходимо иметь в виду возможные ошибки в определении плотности и скорости потоков, связанные с конечным энергетическим интервалом измерений (в случае высокой температуры ионов), с проблемами отсечки фотоэлектронов, с проблемами взаимной абсолютной калибровки спектрометров. Наконец, могут быть и природные причины таких вариаций плотности парциальных токов. Например, авторы работ [Asano et al., 2003; Asano et al., 2004] по данным проекта Geotail на нескольких тщательно обработанных примерах продемонстрировали наличие сильных флуктуаций электронных потоков в токовых слоях, т. е. фактически наличие естественной мелкомасштабной динамической структуры, которая лишь в среднем соответствует крупномасштабному току. Дальнейший анализ этой проблемы требует проведения измерений функций распределения ионов и электронов

с существенно лучшим временным разрешением, которое должно быть доступно в проекте MMS.

Вернемся к проблеме доминирования электронных токов. Электроны в токовых слоях замагничены и источником их смещения поперек силовых линий магнитного тока (в пренебрежении шировым магнитным полем) могут быть только дрейфы: диамагнитный, дрейф кривизны и дрейф  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ . Хотя электронная функция распределения в хвосте в среднем обладает небольшой анизотропией  $\sim 1.1\text{--}1.2$  [Artemyev et al., 2012], первые два источника оказываются недостаточными для объяснения наблюдаемой потоковой скорости электронов, Статистика показывает (по данным 59 слоев из работы [Zelenyi et al., 2010a]), что на дрейф  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  должно приходиться в среднем  $-40$  км/с. В таком случае данный дрейф должен проявляться и в функции распределения ионов. Действительно в большинстве случаев дрейф холодного ядра распределения ионов (для которого эффект должен быть наиболее заметен) имеет отрицательное направление и после учета диамагнитного дрейфа оценка электрического дрейфа составляет  $-30$  км/с [Zelenyi et al., 2010a; Artemyev et al., 2011a].

Для горизонтального слоя скорость дрейфа в скрещенных полях  $v_{EB} = (E_z B_x - E_x B_z)/B^2$ . В центре слоя при  $B_x = 0$ , поэтому первый член не дает существенного вклада в дрейф частиц в центре слоя. Для того чтобы второй член обеспечил необходимую скорость, электрическое поле  $E_x$  должно быть направлено к Земле и составлять  $\sim 0.15$  мВ/м. Электрическое поле такой величины нельзя непосредственно измерить в космическом эксперименте и до последнего времени поле  $E_x$  в хвосте магнитосферы Земли не обсуждалось. Тем не менее наличие поля  $E_x$  было установлено при лабораторном моделировании хвоста [Minami et al., 1993]. Столь небольшое поле  $E_x$  в хвосте может появляться в результате поляризации (в дополнение к поляризационному полю  $E_z$ ) за счет слабой двумерности конфигурации магнитного поля токового слоя. Таким образом, соотношение токов ионов и электронов, предсказываемое строго одномерной моделью ТТС, может полностью искажаться другими факторами [Artemyev et al., 2011a; Artemyev, Zelenyi, 2013].

Наблюдения показывают, что и в токовых слоях с большой шировой компонентой  $B_y$  ток поддерживается, главным образом, электронной популяцией [Shen et al., 2008]. При наличии существенной шировой компоненты значительная доля тока становится продольной и предложенный выше механизм перераспределения поперечного тока за счет дрейфа  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  не работает. Таким образом, для токовых слоев с существенной шировой компонентой необходим поиск альтернативных механизмов, приводящих к перераспределению продольных токов ионов и электронов.

### 5.5. Супертонкие электронные слои

Так как супертонкие токовые слои являются короткоживущими и формируются только в зонах активности, то статистика таких наблюдений достаточно мала — 10–20 событий.

Супертонкие слои (сотни и десятки километров), основными носителями тока в которых должны быть электроны, по теоретическим представлениям формируются на короткое время (минуты) и локализованы в областях магнитного пересоединения. В результате, в виду небольшой вероятности наблюдения таких объектов, за сезон 2003 г. было обнаружено только 10–20 пересечений (по разным публикациям, см. [Nakamura et al., 2006; Nakamura et al., 2008; Artemyev et al., 2013a]). В используемой нами статистике [Artemyev et al., 2013a] имеется 14 событий, которые были отобраны по критериям наличия полного пересечения токового слоя, горизонтальности слоя, и пиковой плотности тока больше  $15$  нА/м<sup>2</sup>. Длительность пересечений составляла не более одной минуты (часто 5–10 с). Рис. 16 содержит данные четырех характерных пересечений. На масштабах токового слоя плотность тока варьируется более

чем на порядок, в то время как плотность и температура протонов остаются почти неизменными.

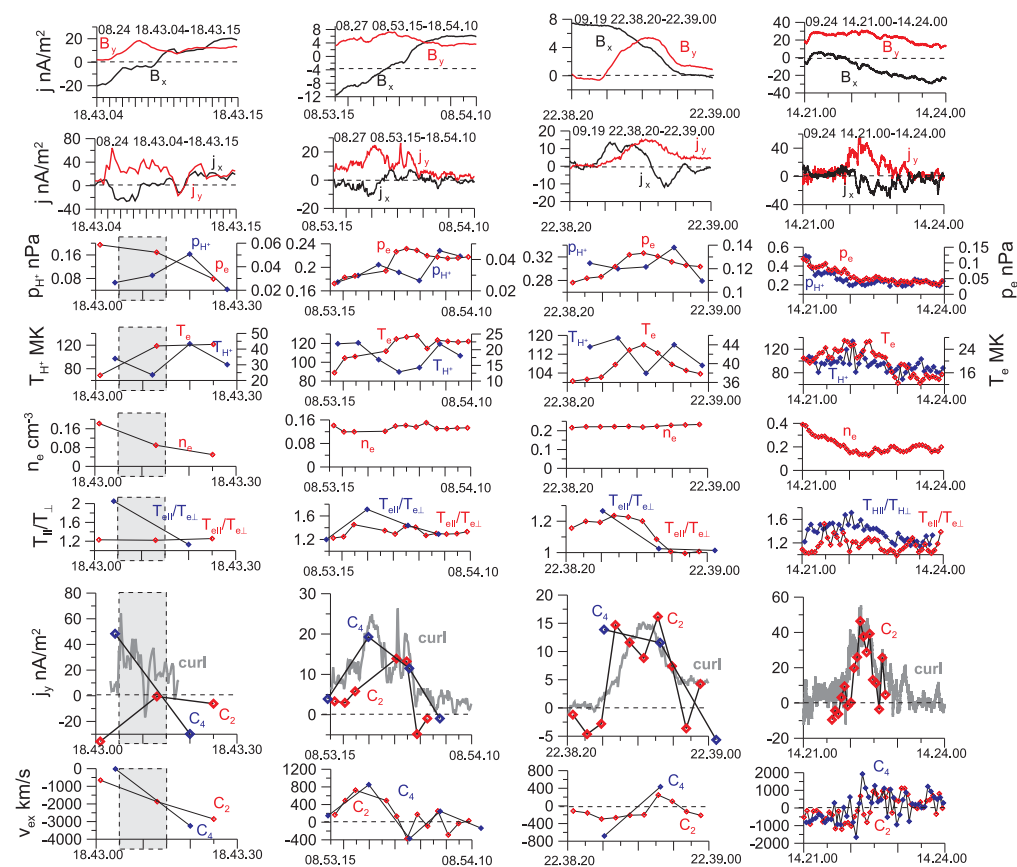


Рис. 16. Распределение магнитных полей, токов и плазменных параметров в четырех примерах наблюдения электронных токовых слоев. Сверху вниз: магнитное поле, плотность тока, давление протонов и электронов, температура протонов и электронов, плотность электронов, анизотропия температуры протонов и электронов, плотность тока по магнитному полю и моментам функции распределения электронов, скорость электронов. Рисунок взят из работы [Artemyev et al., 2013a].

Параметры всех 14 токовых слоев представлены в табл. 3. Толщина слоев лежит в диапазоне от 180 до 520 км, максимальный ток — от 15 до 64 нА/м<sup>2</sup> (медиана — 36 нА/м<sup>2</sup>), величина предельного поля — 6–20 нТл. Минимальная толщина слоя в единицах ларморовского радиуса электрона (с энергией, равной температуре) — 5, в единицах радиуса протона — от 0.05 до 0.9 с медианой 0.1. Таким образом, масштаб слоя существенно меньше теплового протонного гирорадиуса и, как следствие, основным носителем электрического тока в таких слоях могут быть только электроны. Однако малое время регистрации пересечения (в течение которого должно быть произведено несколько измерений функции распределения электронов по энергии) не позволило подтвердить этот факт для всех случаев. В наиболее интенсивных слоях наблюдались повышенные температура и анизотропия, которые создавали электронные токи кривизны достаточно высокой амплитуды [Nakamura



et al., 2008; Artemyev et al., 2013a]. В одном из случаев основной ток создавался высокоанизотропной популяцией протонов с  $T_{\parallel}/T_{\perp} \sim 1.2-1.3$ .

Таблица 3

Параметры электронных токовых слоев:  $\rho_p$  — протонный гирорадиус на границе слоя;  $v_{px}$ ,  $T_p$ , и  $T_e$  — средние значения скорости протонов вдоль  $x$ , температур протонов и электронов в области  $|B_x| < 5$  нТл;  $\Delta B_x^2/8\pi$  и  $\Delta B_y^2/8\pi$  — перепад давления компонент магнитного поля в слое.

Дата	$T_p$ МК	$T_e$ МК	$v_{px}$ км/с	$\Delta B_x^2/8\pi$ нПа	$\Delta B_y^2/8\pi$ нПа	$L/\rho_p$
08.17 15.58.30–16.09.30	14	2	30	0.16	0.01	0.9
08.17 16.40.30–16.41.10	40	6	–400	0.45	0.45	0.1
08.17 16.41.50–16.41.55	70	6	–700	0.16	0.04	0.1
08.17 16.42.00–16.42.10	60	7	–700	0.18	0.06	0.1
08.17 16.42.17–16.42.23	70	6	–700	0.1	0.07	0.1
08.24 18.43.05–18.43.15	120	40	–1000	0.16	0.12	0.1
08.27 08.53.00–08.54.30	120	24	300	0.05	0.02	0.1
09.19 22.38.00–22.39.00	115	44	–120	0.03	0.01	0.1
09.19 23.31.37–23.31.42	70	35	400	0.08	0.08	0.06
09.24 14.21.00–14.25.00	120	26	–400	0.35	0.35	0.1
10.01 19.52.00–19.53.30	24	6	20	0.016	0.001	0.05
10.01 20.00.00–20.01.00	16	3.5	60	0.045	0.005	0.3
10.01 20.03.00–20.04.00	14	3	40	0.2	0.005	0.4
10.16 02.51.00–02.52.30	100	32	150	0.08	0.02	0.1

При описании слоев электронного масштаба возникает проблема компенсации провала магнитного давления в центре слоя. Обычно падение магнитного давления к центру компенсируется соответствующим ростом теплового давления плазмы. Однако в случае сверхтонких слоев не наблюдается существенного роста плотности частиц и температуры ионов к центру. Данный эффект объясняется, вероятно тем, что ионная популяция не может существенно изменить плотность (и температуру) на масштабах, меньших ионного гирорадиуса. В центре сверхтонких слоев иногда наблюдается рост температуры электронов, однако температура электронов в хвосте магнитосферы в 3–7 раз меньше температуры ионов и ее вклад в общий баланс давления обычно мал. Согласно нашей статистике существенную роль в поддержании баланса давления в действительности играет рост шировой компоненты  $B_y$  к центру. Во многих случаях данный эффект является основным в поддержании баланса давления (см. в табл. 3 сравнение  $\Delta B_x^2$  и  $\Delta B_y^2$ ). Неоднородное шировое поле поддерживается продольными токами  $j_x$ , которые действительно регистрируются как в данных, полученных по измерениям магнитного поля в четырех точках пространства, так и в данных по потокам электронов (см. рис. 16, вторая и последняя линии графиков; см также работу [Grigorenko et al., 2013]).

Таким образом, для супертонких (менее ионного масштаба) токовых слоев появляется новый механизм, отвечающий за поддержание давления в системе. Этот механизм хорошо известен из лабораторных экспериментов [Frank et al., 2009; Frank, 2010] и представлен в ряде теоретических моделей [Harrison, Neukirch,

2009; Artemyev, 2011]. Однако для магнитосферных наблюдений столь нестандартная ситуация с балансом давления встречается, в основном, лишь для таких супертонких токовых слоев.

Следует отметить, что изучение электронных токовых слоев представляет отдельный интерес в свете исследования процессов магнитного пересоединения и формирования устойчивых конфигураций с магнитными X-линиями. При численном и аналитическом моделировании подобных процессов на масштабах, меньших ионного гирорадиуса, тоже формируются электронные токовые слои с сильными токами  $j_x$  [Hesse et al., 2002; Ricci et al., 2004; Korovinskiy et al., 2011a]. Однако для дальнейшего исследования электронных супертонких слоев необходимо существенно улучшить временное разрешение проводимых измерений плазменных параметров. Такая возможность будет реализована в следующем проекте MMS.

### 5.6. Наклонные слои

В классической конфигурации токового слоя хвоста магнитосферы Земли градиент магнитного поля (вектор нормали  $\mathbf{n}$ ) направлен практически с севера на юг (вдоль оси  $Z$ ) и обеспечен током с утреннего фланга на вечерний (вдоль оси  $Y$ ). Неожиданным открытием проекта Cluster оказались наклонные токовые слои [Zhang et al., 2002], для которых вектор нормали существенно наклонен к оси  $Z$ , а ток имеет значительную компоненту вдоль оси  $Z$ . Наклонные токовые слои наблюдаются весьма часто как в периоды возмущенной геомагнитной обстановки, так и в периоды без выраженной геомагнитной активности [Petrukovich et al., 2003; Sergeev et al., 2006]. Исследованию структуры наклонных токовых слоев и механизмов их формирования посвящены работы [Petrukovich et al., 2003; Petrukovich et al., 2006; Petrukovich et al., 2008; Vasko et al., 2014a].

На рис. 17 приведено пересечение наклонного токового слоя. Нейтральная плоскость токового слоя пересекается последовательно четырьмя спутниками с 14:20 до 14:22. Отметим наличие существенной компоненты магнитного поля  $B_z \sim 6\text{--}12$  нТл. Амплитуда электрического поля  $E_y$  составляет порядка 1.5 мВ/м. Профиль электрического поля  $E_y$  практически антисимметричен относительно нейтральной плоскости токового слоя. Основная компонента тока направлена с севера на юг (вдоль оси  $Z$ ), а сравнение потоковых скоростей ионов и электронов показывает, что данный ток поддерживается главным образом электронами.

Рассмотрим пересечение токового слоя в локальной системе координат  $(\mathbf{l}, \mathbf{m}, \mathbf{n})$ . Для рассматриваемого токового слоя вектор  $\mathbf{l}$  направлен практически к Земле, вектор  $\mathbf{m}$  — почти с севера на юг, а вектор  $\mathbf{n}$  — вдоль оси  $Y$  (угол наклона вектора  $\mathbf{n}$  к оси  $Z$  составляет  $\sim 70^\circ$ ). Перпендикулярная  $B_n$  и шировая  $B_m$  компоненты магнитного поля практически не варьируются поперек токового слоя и равны  $\sim 5$  нТл и  $\sim -11$  нТл. На рис. 17d<sub>R</sub> приведен профиль компоненты электрического поля  $E_n$ , перпендикулярной нейтральной плоскости токового слоя. Ввиду того, что вектор нормали  $\mathbf{n}$  направлен практически вдоль оси  $Y$ , данная компонента вычислена как  $E_n \approx E_y n_y$ . Электрическое поле  $E_n$  представляет собой суперпозицию электрического поля конвекции и электрического поля поляризации плазмы, возникающего за счет разделения движения ионов и электронов [Zelenyi et al., 2004; Schindler et al., 2012]. Поскольку поле конвекции составляет порядка 0.1–0.3 мВ/м [Kennel, 1973; Angelopoulos et al., 1993], основным будет именно поле поляризации, профиль которого антисимметричен относительно нейтральной плоскости (см. ниже в этом разделе). Основной компонентой плотности тока является  $j_m$ , которая обеспечивает вариацию магнитного поля  $B_l$  поперек токового слоя. Можно видеть, что наличие существенной шировой компоненты магнитного поля,  $B_m \sim B_0$ , приводит к появлению значительного продольного тока.

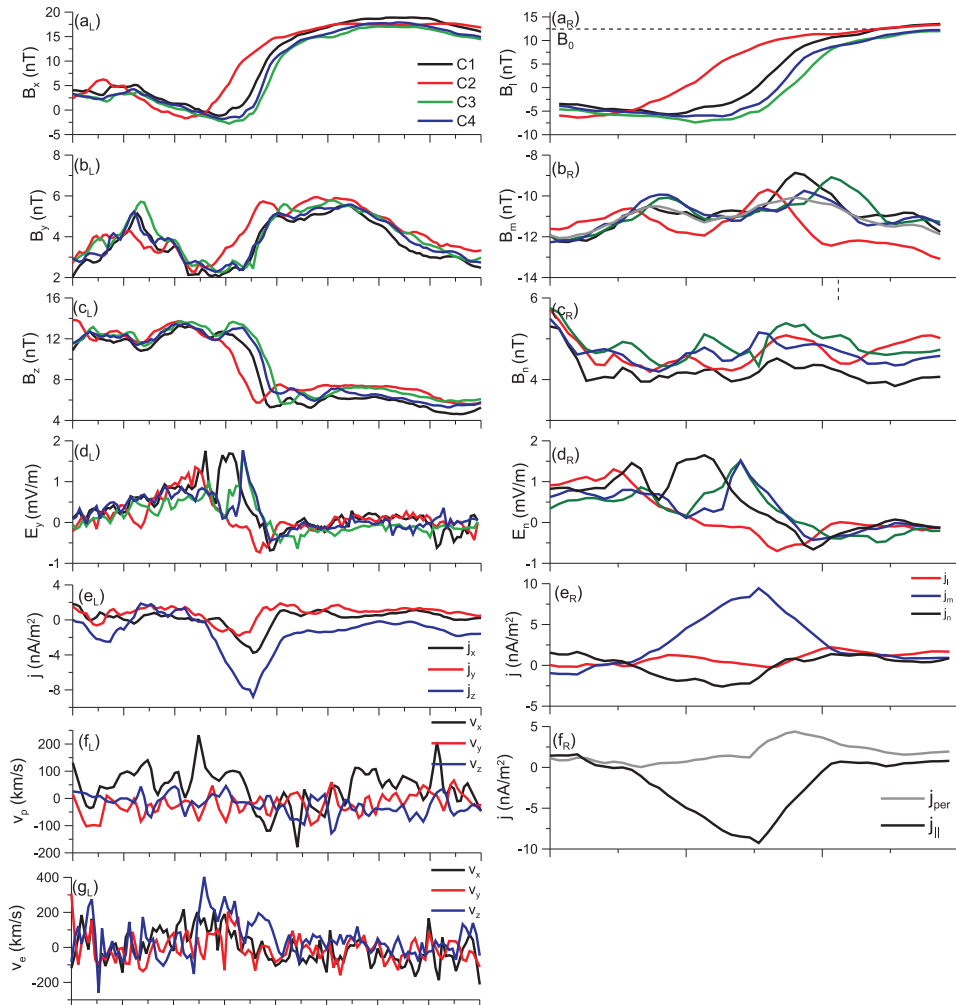


Рис. 17. Пересечение токового слоя спутником Cluster 7 сентября 2004 г. На панелях (a<sub>L</sub>–d<sub>L</sub>) показаны профили магнитного поля и компоненты  $E_y$  электрического поля (в системе GSM), наблюдаемые на четырех аппаратах C1–C4; (e<sub>L</sub>) — профиль плотности тока (в системе GSM), вычисленной по измерениям магнитного поля на четырех аппаратах; (f<sub>L</sub>, g<sub>L</sub>) — потоковые скорости ионов и электронов (в системе GSM); (a<sub>R</sub>–d<sub>R</sub>) — профили магнитного поля в локальной системе координат и компоненты электрического поля  $E_n$ ; (e<sub>R</sub>) — профиль плотности тока в локальной системе координат; (f<sub>R</sub>) — профили продольной и поперечной компонент плотности тока. Рисунок взят из работы [Vasko et al., 2014a].

Наклонные токовые слои наблюдаются, как правило, в сериях из нескольких пересечений [Sergeev et al., 2004; Petrukovich et al., 2006] и на последовательных пересечениях плотность тока  $j_z$  меняет знак, а векторы нормали направлены практически в противоположные стороны. Такие наблюдения позволили предположить, что наклонные токовые слои формируются в результате волновой деформации горизонтального токового слоя, которая изображена схематически на рис. 18. Такие волны распространяются из центральной области хвоста на фланги со скоростью порядка

50 км/с [Sergeev et al., 2004]. При пересечении спутником наклонного участка нейтральной плоскости наблюдается токовый слой с нормалью, наклоненной к оси  $Z$  и основной компонентой плотности тока  $j_z$ . В соответствии с наблюдениями для двух последовательных наклонных токовых слоев в волне плотность тока  $j_z$  имеет противоположные знаки.

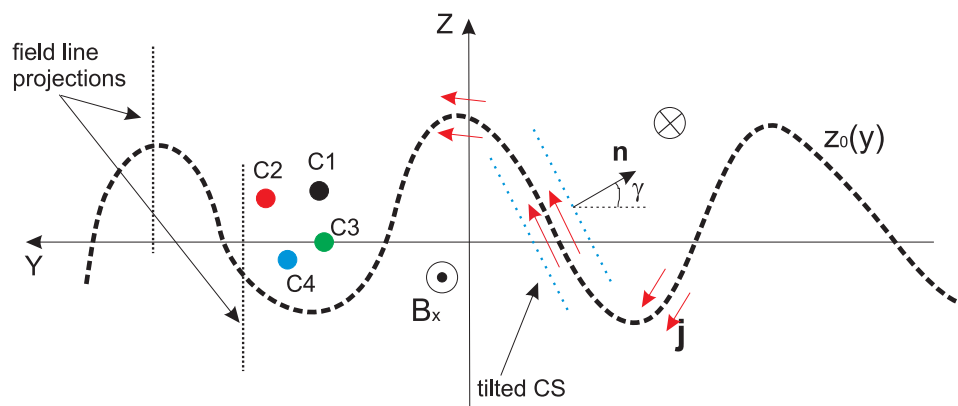


Рис. 18. Изгибная деформация токового слоя:  $z = z_0(y)$  — нейтральная плоскость токового слоя (штриховая линия), плазменный ток (красные стрелки), угол наклона  $\alpha$  — угол между вектором нормали и осью  $Z$ , вертикальные линии — проекции силовых линий на плоскость  $YZ$ . Рисунок взят из работы [Vasko et al., 2014a].

В работах [Petrukovich et al., 2006; Petrukovich et al., 2008], были предложены варианты изгибной и сдвиговой деформации изначально горизонтального токового слоя. При изгибной деформации угол между искривленной нейтральной плоскостью и плоскостью, в которой лежит конкретная силовая линия, остается неизменным, а плоскость силовой линии поворачивается вслед за деформацией нейтральной плоскости. При сдвиговой деформации силовые линии сдвигаются друг относительно друга вдоль оси  $Z$ , следуя за вертикальным смещением нейтральной плоскости в каждой конкретной точке, но не меняют своего наклона в неподвижной системе координат. Принципиальным отличием сдвиговой и изгибной деформаций является возмущение магнитных полей  $B_y$  и  $B_z$ . При изгибной деформации магнитные поля  $B_y$  и  $B_z$  для двух последовательных пересечений токового слоя должны отличаться, при сдвиговой — оставаться постоянными. На основе анализа 27 пересечений токового слоя, наблюдавшихся в нескольких сериях, было показано, что от пересечения к пересечению магнитные поля  $B_y$  и  $B_z$  варьируются весьма слабо [Petrukovich et al., 2006]. Таким образом, наблюдения указывают на реализацию сдвиговой деформации токового слоя. На рис. 18 проекции силовых линий на плоскость  $YZ$  представлены в соответствии со сдвиговой деформацией.

Структура магнитного поля в горизонтальном токовом слое обычно удовлетворительно описывается моделью  $\mathbf{B}_x = B_0 \tanh(z/L)$ ,  $B_z = \text{const}$ , где  $L$  — толщина токового слоя. Градиент магнитного поля вдоль оси  $Z$  поддерживается током  $j_y = (cB_0/4\pi L) \text{ch}^{-2}(z/L)$ . Для описания сдвиговой деформации токового слоя в работе [Petrukovich et al., 2008] была предложена следующая феноменологическая модель:  $\mathbf{B}_x = B_0 \tanh((z - z_0(y - v_\phi t))/L)$ , где  $v_\phi$  — скорость распространения волны,  $z = z_0(y)$  — деформированная нейтральная плоскость токового слоя. В соответствии с наблюдениями возникает компонента плотности тока  $j_z = j_y(\partial z_0/\partial y) = j_y \tan \alpha$ , где плотность тока  $j_y$  совпадает с плотностью тока в горизонтальном токовом слое,

а  $\alpha$  — угол наклона вектора нормали к оси  $Z$  (см. рис. 18). При сильной крутизне нейтральной плоскости возникает весьма интенсивный наклонный токовый слой, толщина которого  $L_y = Lj_y / (j_y^2 + j_z^2)^{1/2} = L \cos \alpha$  оказывается существенно меньше толщины  $L$  горизонтального токового слоя.

Предсказания данной простой модели о формировании более интенсивных слоев при увеличении угла наклона были проверены в работе [Petrukovich et al., 2006] на удачном примере, в котором было зарегистрировано порядка 20 последовательных наклонных токовых слоев. На рис. 19 крестиками обозначены наблюдаемые значения градиента магнитного поля (т. е. величины пропорциональной  $B_0/L_y$ , где  $B_0$  одинаково для всех пересечений серии). Можно видеть, что кривая  $\sim 1/\cos \alpha$  удовлетворительно описывает наблюдения. Отметим, что предположение о реализации альтернативной изгибающей деформации не позволяет объяснить возникновение тонких интенсивных наклонных токовых слоев.

В качестве возможных механизмов генерации таких нелинейных волн, формирующих серии слоев с переменным наклоном, предлагались дрейфовая неустойчивость, двухградиентная неустойчивость [Karimabadi et al., 2003; Zelenyi et al., 2009; Erkaev et al., 2007; Korovinskiy et al., 2011b] и генерация возмущений при движении быстрых потоков плазмы [Baumjohann et al., 1989; Angelopoulos et al., 1992; Sergeev et al., 2004].

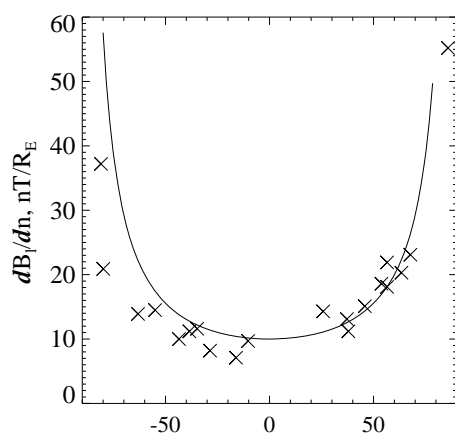


Рис. 19. Зависимость градиента магнитного поля вдоль вектора нормали от угла наклона  $\alpha$  токового слоя. Рисунок взят из работы [Petrukovich et al., 2006].

Статистическое исследование свойств наклонных токовых слоев было проведено в работе [Vasko et al., 2014a] на основе 29 пересечений. Широкая компонента магнитного поля  $B_m$  составляет в среднем порядка 50% от величины магнитного поля на границе токового слоя,  $B_m \approx 0.45B_0$ . Перпендикулярная компонента магнитного поля в среднем в три раза меньше широкой,  $B_n \approx 0.35B_m$ . Продольная компонента плотности тока в среднем в два раза превосходит поперечную компоненту.

Также был проведен анализ структуры электростатического поля  $E_n$ . Электростатическое поле поляризации в одномерном токовом слое направлено перпендикулярно нейтральной плоскости. В горизонтальных слоях поле поляризации направлено практически вдоль оси  $Z$ , что почти совпадает с направлением вдоль оси вращения спутника, а эта компонента не измеряется на аппаратах Cluster. По этой причине структура электростатического поля поляризации в горизонтальных токовых слоях остается неизученной. Наклонные токовые слои (с полем поляризации, близким к  $E_y$ )

позволили впервые исследовать структуру электростатического поля поляризации в токовом слое в хвосте магнитосферы Земли. В наблюдаемом поле были разделены вклады крупномасштабного поля конвекции и электрического поля поляризации плазмы. В 15 из 29 случаев был обнаружен параболический профиль электростатического потенциала поля поляризации с минимумом в нейтральной плоскости токового слоя. На рис. 20 приведен пример структуры поля поляризации в наклонном токовом слое, который представлен на рис. 17. Оно имеет антисимметричный профиль относительно нейтральной плоскости. Потенциал имеет минимум в нейтральной плоскости и достигает 1–2.5 кВ на границе токового слоя. В отобранной статистике токовых слоев перепад потенциала между нейтральной плоскостью и границей токового слоя лежит в диапазоне 0.2–8 кВ. Наблюдаемая структура электростатического поля поляризации может быть объяснена в предположении, что ток обеспечен главным образом электронами. В этом случае распределение потенциала поляризации  $\phi$  поперек токового слоя описывается следующей формулой [Vasko et al., 2014a]:

$$\phi = T_p \frac{B_x^2}{B_{ext}^2}, \quad (1)$$

где  $T_p$  — температура ионов, а  $B_{ext}$  — поле в долях хвоста. Рис. 20b показывает, что теоретическая формула (1) более чем удовлетворительно описывает наблюдаемые профили потенциала.

Наклонные токовые слои представляют собой локально одномерные структуры и в этом смысле не отличаются от горизонтальных токовых слоев с большой шировой компонентой магнитного поля  $B_y$  [Nakamura et al., 2008; Shen et al., 2008; Rong et al., 2012]. Наличие существенной шировой компоненты магнитного поля приводит к особой динамике ионов, нехарактерной для горизонтальных токовых слоев с малой шировой компонентой, которые наблюдаются наиболее часто [Petrukovich, 2011]. В работе [Vasko et al., 2014a] было показано, что в наклонных токовых слоях электроны по-прежнему замагничены — параметр адиабатичности (квадратный корень из отношения толщины токового слоя и гирорадиуса частицы, см. [Büchner, Zelenyi, 1989])  $\kappa_e > 10$ , а динамика ионов является вероятно хаотической —  $\kappa_p > 0.5$ . Отметим, что в горизонтальных токовых слоях с малым полем

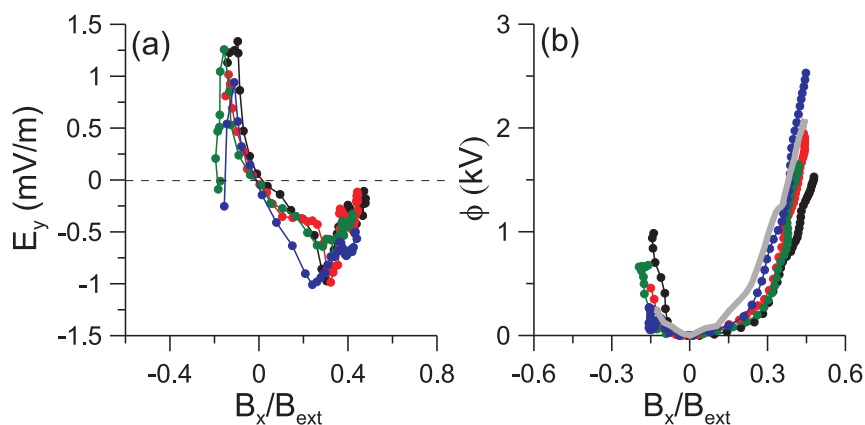


Рис. 20. Токовый слой, наблюдаемый 7 сентября 2004 г.: профили электростатического поля поляризации, наблюдаемые на четырех спутниках Cluster (a); наблюдаемые профили электростатического потенциала и профиль теоретического потенциала (серая кривая), полученный по формуле (1) (b). Рисунок взят из работы [Vasko et al., 2014a].

$B_y \leq B_z$  динамика ионов является, как правило, квазиadiaбатической — параметр адиабатичности  $\varkappa_p \sim 0.1-0.2$  (см., например, [Runov et al., 2006]). Хаотическая динамика ионов может объяснить малый вклад ионов в полный ток в наклонных токовых слоях, а также доминирование токов электронов в горизонтальных токовых слоях со значительной широчной компонентой магнитного поля [Shen et al., 2008]. Механизмы возникновения продольного электронного тока на данный момент не изучены и требуют дальнейшего исследования.

В заключение необходимо отметить, что, строго говоря, наклонные токовые слои не являются стационарными одномерными объектами. Параметры слоя могут меняться во время (на линии) пролета спутника через него. Таким образом, вероятно можно объяснить частые наблюдения наклонных слоев, в которых максимум плотности тока смещен относительно нуля магнитного поля [Petrukovich et al., 2008].

### 5.7. Динамика слоя в ходе фазы роста суббури

Особый интерес представляет изучение динамики токового слоя в ходе фазы роста геомагнитной суббури. Известно, что перед суббурей растет давление в долях хвоста, происходит утоньшение плазменного слоя и вытягивание магнитных силовых линий, наблюдаемое по уменьшению компоненты магнитного поля  $B_z$ . Именно в ходе этого процесса формируется тонкий токовый слой с толщиной порядка нескольких тысяч километров. До проекта Cluster данные, свидетельствующие о формировании тонкого токового слоя, были либо косвенными, либо единичными, хотя и довольно убедительными примерами. Необходимо отметить, что задача длительного (десятки минут) мониторинга токового слоя находится в некотором противоречии с основным методом его изучения (использованием быстрых пересечений слоя). Маловероятна ситуация, когда слой пересекается, например, 5–10 раз на интервале 30–60 мин. Действительно, большая часть зарегистрированных примеров наблюдения характеризуется длительным нахождением спутников близко к центру слоя без полных пересечений. Возможности количественного анализа, таким образом, ограничены.

Всего за 2001, 2002, 2004 гг. было отобрано 39 случаев длительного наблюдения токового слоя с признаками фазы накопления на расстояниях 17–20 $R_E$  от Земли [Petrukovich et al., 2007]. Критерии отбора были следующие.

1. Весь интервал в целом характеризуется как фаза роста в спокойных условиях: должны отсутствовать признаки локального онсета (диполизация, быстрые потоки плазмы), должны наблюдаться хотя бы какие-нибудь из стандартных признаков (интенсификация токового слоя, уменьшение  $B_z$ ).

2. Все спутники должны находиться в пределах  $|B_x| < 15$  нТл большую часть интервала наблюдений, а один спутник — в пределах  $|B_x| < 5$  нТл, что необходимо для надежного определения плотности тока в тонком слое.

3. Слой должен быть достаточно тонким и стабильным (в смысле ориентации), так что может быть надежно определена плотность тока.

Пример наблюдения динамики слоя приведен на рис. 21. Ключевым моментом является определение времени онсета суббури, так как параметры слоя непосредственно до этого момента могут нести информацию о неустойчивости хвоста. В данной работе онсет определялся как начало диполизации или появление потока плазмы (для рис. 21 в 13:04 UT). Необходимо отметить, что максимальная плотность тока 15 нА/м<sup>2</sup> фиксировалась после онсета и она была, очевидно, недооценена, так как слой оказался слишком тонким для имеющегося расстояния между спутниками (три спутника находятся в зоне с почти постоянным магнитным полем  $B_x \approx 20$  нТл, явно за пределами слоя).

Перед онсетом зафиксирована классическая изолированная фаза накопления с увеличением поля в долях хвоста от 29 до 32 нТл (рассчитано по полному



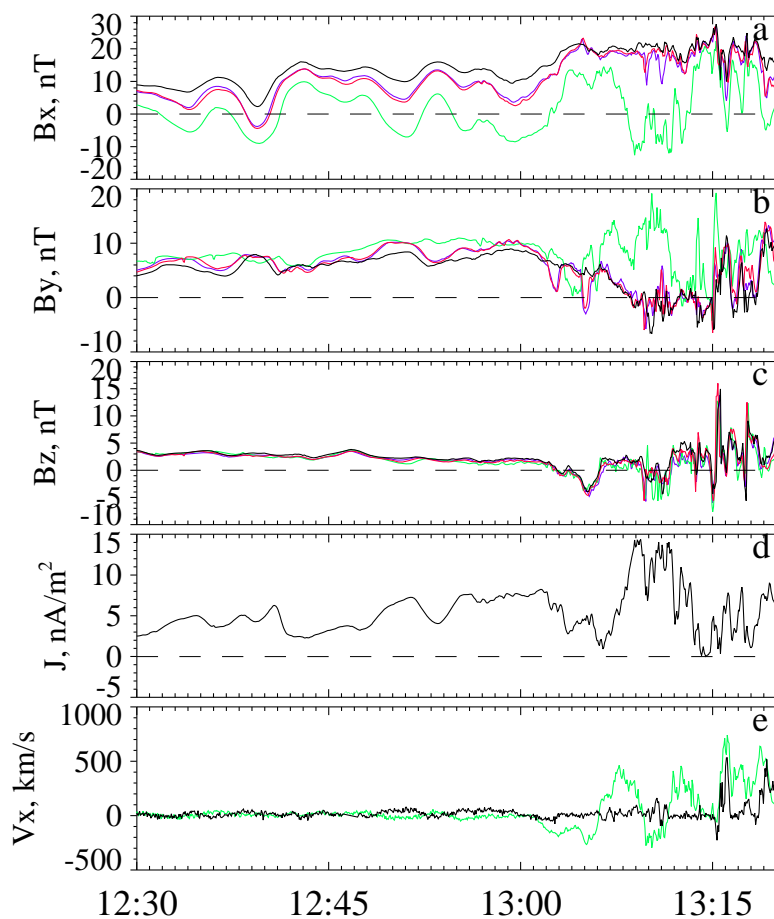


Рис. 21. Токовый слой, наблюдавшийся 12 сентября 2001 г.: магнитное поле (a–c); плотность тока (d), потоковая скорость протонов  $V_x$  (e). Цвет линий соответствует спутнику (C1–C4 — черный, красный, зеленый, синий соответственно). Рисунок взят из работы [Petrukovich et al., 2007].

давлению), интенсификацией плотности тока от 2 до 8 нА/м<sup>2</sup> и уменьшением  $B_z$  от 5 до 2 нТл в течение около 40 мин. Небольшие колебания слоя вниз и вверх позволили оценить профиль тока и отметить рост степени вложенности примерно от 0.3 до  $0.5B_0/B_{ext}$  [Petrukovich et al., 2007; Petrukovich et al., 2009]. Оценка толщины слоя не точна из-за неопределенности  $B_0$ .

Данный пример достаточно характерный для всей статистики. Средняя величина магнитного поля перед онсетом составила  $\sim 1$  нТл, величина тока 4–5 нА/м<sup>2</sup>. С учетом средней ожидаемой величины  $B_0$  около 15 нТл толщина слоя составляет около 4000 км, в единицах ларморовского радиуса протона с энергией, равной температуре, — 1–3. Три подробных примера наблюдения утоньшения слоя представлены на рис. 22 [Zelenyi et al., 2010b]. Отчетливо отмечается сужение и вытягивание слоя в сторону области неустойчивого тонкого токового слоя, в соответствии с теорией.

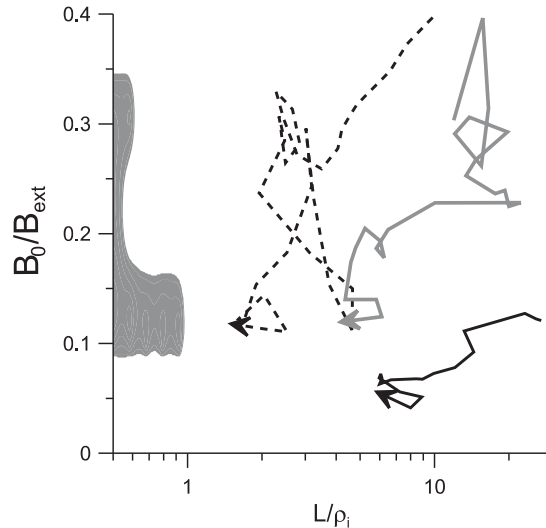


Рис. 22. На плоскости  $(B_0/B_{ext}, L/r_p)$  показана области разрывной неустойчивости токового слоя (серым цветом) и направление эволюции токовых слоев в процессе сужения. Рисунок взят из работы [Zelenyi et al., 2010b].

### 5.8. Утоньшение слоя и двухмерная структура

Орбита КА Cluster после 2005 г. позволила прозондировать и ближнюю зону хвоста магнитосферы, где следует ожидать существенного вклада эффектов двумерности в формирование токового слоя. Пересечения фиксировались на удалении от Земли от  $18$  до  $9R_E$ , а спутники постепенно расходились (до  $10$ – $15$  тыс. км к 2009 г.). В целом, такая конфигурация была благоприятной для исследования малых градиентов магнитного поля  $\partial/\partial x$ . Расстояние по оси  $Z$  обычно было небольшим (порядка  $1000$  км), но в связи с большим разнесением спутников вдоль осей  $X, Y$  определение градиентов в тонком слое было не слишком надежным, в частности, из-за возможных ошибок в угле наклона слоя. Даже малый наклон  $\alpha$  токового слоя может привести к существенным ошибкам при определении горизонтального градиента  $\partial B_n/\partial x$ , так как используемый в реальности  $B_z$  существенно зависит от обычно доминирующей компоненты  $B_x$ :  $B_z \approx B_n + B_x \operatorname{tg} \alpha$ . В связи с изложенным выше было необходимо применять особые меры предосторожности и перепроверки при интерпретации градиентов  $B_z$ .

Всего за период 2005–2009 гг. было отобрано 59 наблюдений интервалов фазы роста суббури по признакам, близким к описанным в предыдущем разделе [Petrukovich et al., 2013]. Акцент был сделан на фазе роста, так как (аналогично исследованию в предыдущем разделе) тонкий токовый слой формируется именно в процессе вытягивания и перехода от двумерной конфигурации к одномерной. Кроме того, плазменный слой — это достаточно динамичная система и в ней могут быть зафиксированы практически любые градиенты магнитного поля, во время, например, различных мезомасштабных явлений, таких как быстрые потоки плазмы и диполизации. Фаза роста — это период с достаточно стабильной конфигурацией токового слоя, и, в этом смысле, удобна для исследования именно крупномасштабных градиентов.

Пример наблюдения тонкого слоя в ближнем хвосте ( $10$ – $12R_E$ ) приведен на рис. 23. В течение примерно часа от начала регистрации интервала до онсета фиксируется стабильное снижение  $B_z$  от  $5$ – $10$  нТл до  $2$ – $3$  нТл, рост плотности тока от

2 до 5 нА/м<sup>2</sup> и снижение градиента  $\partial B_z/\partial x$  с 2 нТл/ $R_E$  до практически 0. Для столь близкого расположения к Земле — это достаточно интенсифицированный слой. Даже в начале фазы накопления отношение градиентов  $\partial B_x/\partial z/\partial B_z/\partial x$  составляет порядка 6 (для диполя это отношение составляет единицу).

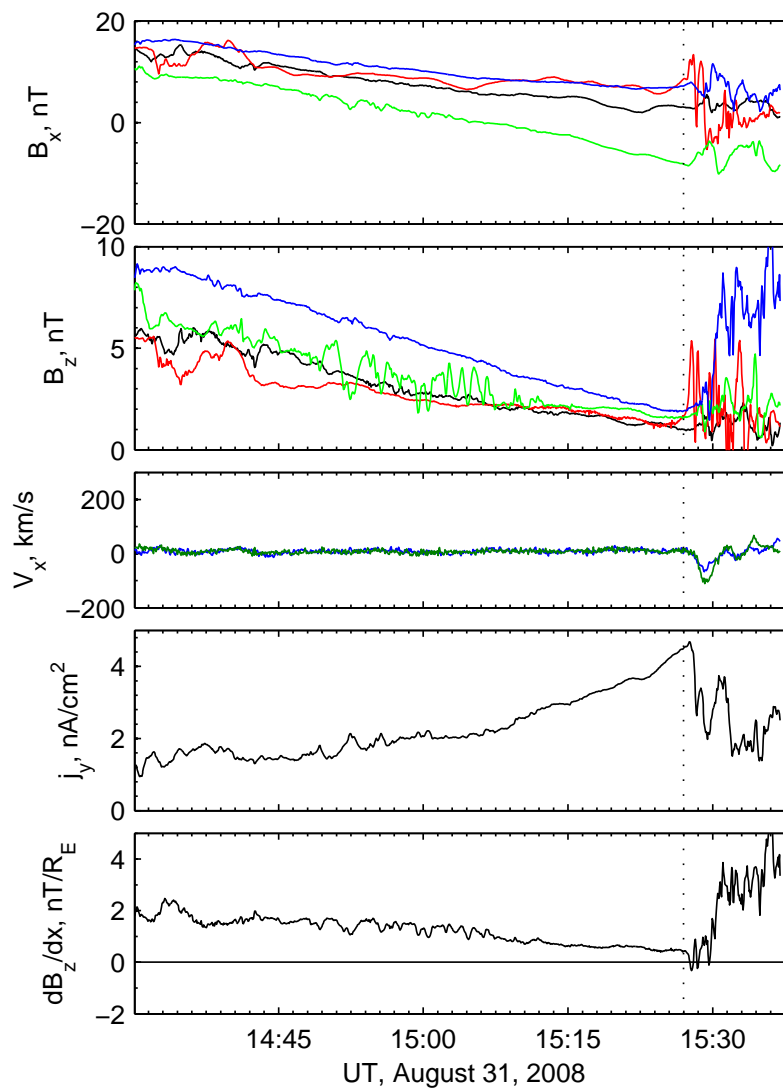


Рис. 23. Токовый слой, наблюдавшийся 31 августа 2008 г. Сверху вниз: магнитное поле  $B_x$  и  $B_z$ , потоковая скорость протонов  $V_x$ , плотность поперечного тока  $j_y$ , градиент магнитного поля  $dB_z/dx$ . Цвет линий соответствует спутнику (C1—C4 — черный, красный, зеленый, синий соответственно). Рисунок взят из работы [Petrukovich et al., 2013].

Общая статистика  $\partial B_z/\partial x$  и  $B_z$  для трех интервалов расстояний от Земли приведена на рис. 24. Прежде всего, на расстоянии более  $17R_E$  на протяжении

всей фазы накопления регистрируется пренебрежимо малый градиент (колеблющийся около нуля, ошибка его вычисления составляет не менее  $0.5 \text{ нТл}/R_E$ ). При этом  $B_z$  в среднем мало меняется и составляет около  $2 \text{ нТл}$ . Это зона вытянутого одномерного слоя. Вблизи Земли на расстояниях менее  $14R_E$  фиксируется уменьшение как градиента в среднем от  $3\text{--}4$  до  $2 \text{ нТл}/R_E$ , так и  $B_z$  от  $10$  до  $6 \text{ нТл}$  (приведенный пример в этом смысле является исключением). Это зона двумерного слоя. На интервале расстояний  $14\text{--}17R_E$  наблюдается промежуточная ситуация. В первую половину фазы накопления происходит заметное вытягивание слоя: градиент уменьшается до  $1 \text{ нТл}/R_E$ ,  $B_z$  от  $5$  до  $3\text{--}4 \text{ нТл}$ . Во вторую половину периода градиент близок к нулю, а  $B_z$  стабилен.

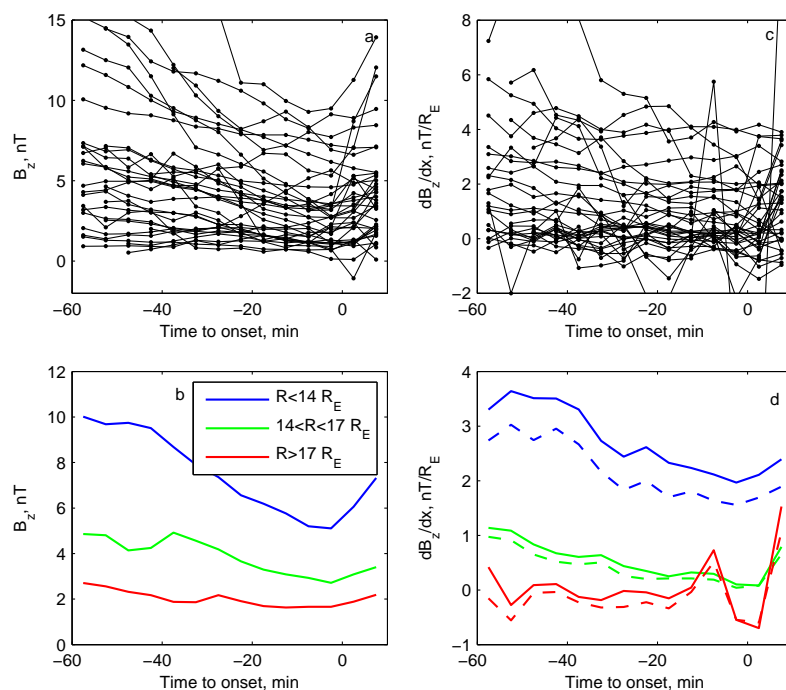


Рис. 24. Эволюция  $B_z$  (a) и  $\partial B_z/\partial x$  (c) по отношению к времени онсета для всех событий с 5-минутным усреднением. Усредненные профили  $B_z$  (b) и  $\partial B_z/\partial x$  (d) в трех зонах по удалению от Земли. На части (d) сплошные линии соответствуют градиенту  $\partial B_z/\partial x$ , штриховые —  $\partial B_z/\partial r$ . Рисунок взят из работы [Petrukovich et al., 2013].

Резкие изменения величины градиента вблизи онсета для самого удаленного от Земли набора на рис. 24 связаны с регистрацией фронтов диполизации и возникают в моменты, когда такой фронт регистрируется только одним из спутников (расстояние между спутниками достаточно велико, чтобы этот эффект был заметен длительное время). Так как, строго говоря, регистрация быстрого потока и диполизации — это признак собственно онсета суббури, то приведенные скачки градиента фактически можно отнести к неустраняемым неточностям определения онсета суббури.

Динамику степени двумерности слоя можно проследить на рис. 25, где для 10 интервалов, наиболее близких к Земле и характеризующихся стабильным положительным  $\partial B_z/\partial x$  приведена зависимость отношения  $\partial B_x/\partial z/\partial B_z/\partial x$  к  $B_z$ . Все события соответствуют некоторой общей траектории гиперболического типа. На начальном

этапе утоньшения при  $B_z > 5\text{--}10$  нТл, отношение производных составляет порядка 2–3. При дальнейшем снижении  $B_z$  ниже 5 нТл резко возрастает вертикальный градиент (происходит интенсификация слоя). Таким образом, проект Cluster позволил получить данные и по третьему важному параметру, характеризующему конфигурацию слоя (продольному градиенту). В дальнейшем представленные наблюдательные результаты должны быть сопоставлены с теоретическим моделями.

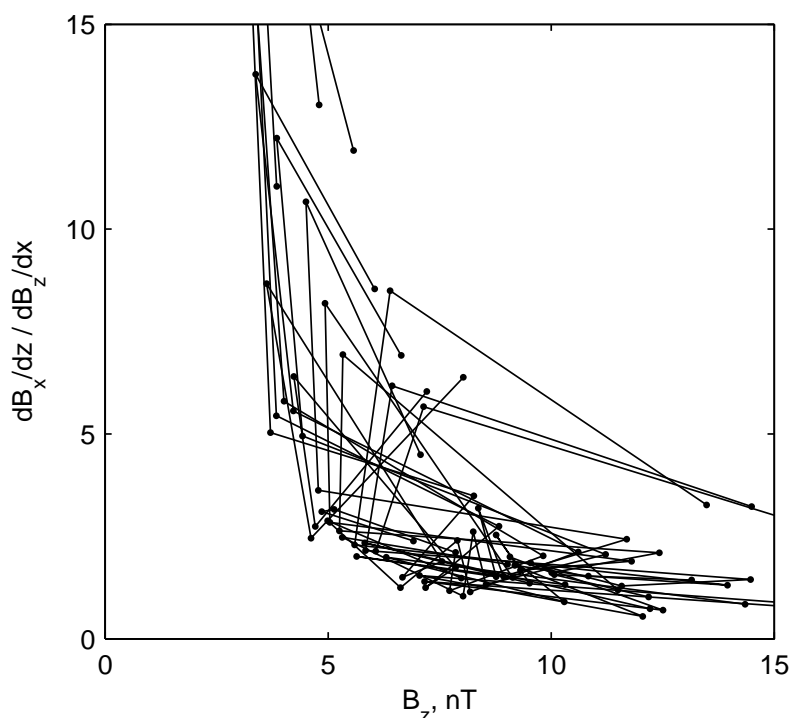


Рис. 25. Эволюция 10 слоев вблизи Земли (со стабильным градиентом) в координатах  $\partial B_x/\partial z/\partial B_z/\partial x$  и  $B_z$ . Точки — данные с 5-минутным усреднением. Рисунок взят из работы [Petrukovich et al., 2013].

### 5.9. Оценка степени двумерности токового слоя по измерениям температуры электронов

Данные по электронам, доступные в проекте Cluster, позволили получить неожиданную дополнительную информацию о двумерной конфигурации токового слоя. При анализе быстрых пересечений тонкого токового слоя практически всегда наблюдается уменьшение температуры электронов от центра слоя к границам (рис. 26). Профиль температуры электронов в зависимости от магнитного поля  $B_x$  имеет форму близкую к параболической

$$T_e = T_{e,\max} (1 - \alpha_e (B_x/B_{ext})^2)$$

где коэффициент пропорциональности  $\alpha_e \sim 1\text{--}2$ . Данный профиль температуры хорошо описывается комбинацией двух процессов: 1) нагревом электронов за счёт их конвекции к Земле в поле  $B_z$  с положительным градиентом  $dB_z/dx > 0$ , и 2) баунс-движением электронов вдоль силовых линий магнитного поля [Artemyev et al., 2012]. При этом электроны, наблюдаемые при пересечении слоя вдали от

нейтральной плоскости, приходят в эту точку вдоль силовой линии из области дальнего хвоста, где температура электронов ниже (рис. 27).

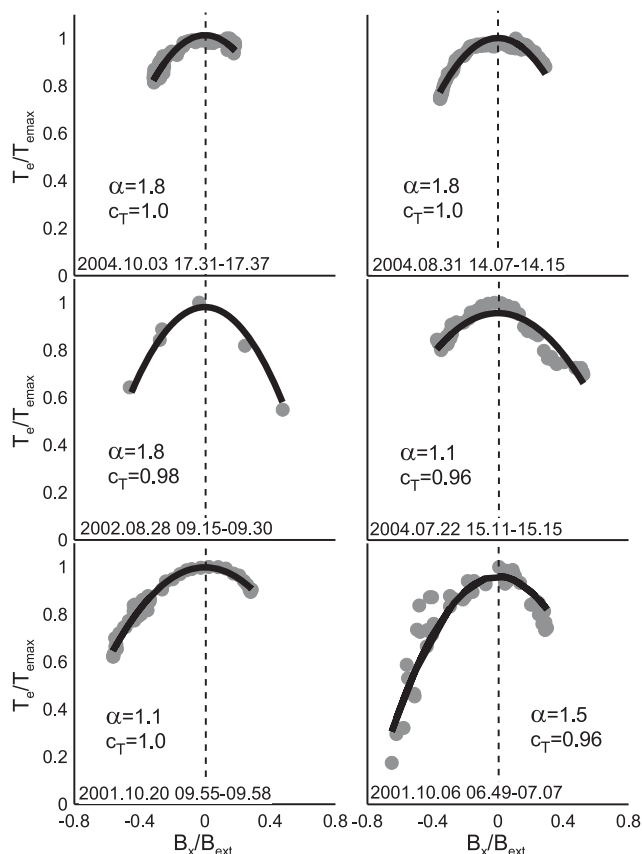


Рис. 26. Профили электронной температуры в зависимости от магнитного поля и аппроксимация (черные кривые) показаны для 6 пересечений тонких токовых слоев. Рисунок взят из работы [Artemyev, et al., 2011b].

Зная поперечный размер слоя (толщину) и используя достаточно простую модель конвекции и нагрева электронов можно оценить уменьшение  $L_x$ , имея в виду, что  $B_z(x) \sim (-x/L_x)^{-0.8}$  [Birn et al., 1975]. По набору из 62 слоев (за 2001, 2002 и 2004 гг.) [Artemyev, et al., 2011b] было определено, что точка в нейтральной плоскости, сопряженная с границей тонкого токового слоя, обычно находится на расстоянии  $3-5R_E$  в хвост от космического аппарата, характерный размер слоя  $L_x \approx 5-20R_E$ , а среднее отношение характерных размеров  $L_x/L_z \approx 25$ . Эти оценки согласуются с представлением о том, что тонкий слой на расстояниях от Земли порядка  $15-20R_E$  является практически одномерным. Более того, отдельное исследование, проведенное для статистики из 12 пересечений более толстых (и медленно пересекаемых) токовых слоев, показало, что в таких слоях  $L_x$  всего  $\sim 5R_E$ . То есть такие более толстые токовые слои являются двухмерными структурами, в отличие от тонких слоев [Artemyev et al., 2012].

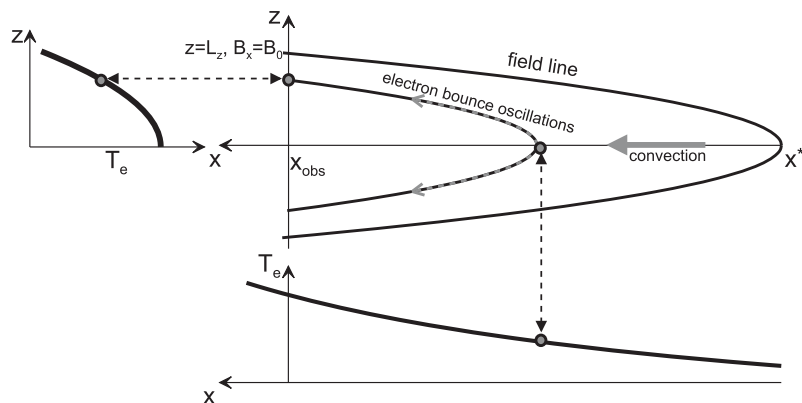


Рис. 27. Схема формирования профиля температуры электронов поперек токового слоя с проекцией по силовым линиям в хвост. Рисунок взят из работы [Artemyev, et al., 2011b].

### 5.10. Динамика параметров тонкого вложенного слоя

Наличие у вложенного токового слоя как минимум четырех свободных параметров осложняет понимание и моделирование его динамики. Поэтому целесообразно рассмотреть возможные ограничения на его параметры, накладываемые конкретными физическими моделями слоя и специфическими характеристиками хвоста магнитосферы Земли.

Для токового слоя Харриса (два свободных параметра, см раздел 2) таким ограничением в известном смысле является величина магнитного поля на его границе  $B_{ext}$ , определяемая через полное давление в слое. Второе возможное ограничение — величина замкнутого магнитного потока в плазменном слое, практически постоянная в спокойных условиях и определяемая общей конфигурацией магнитосферы (для данного  $x$ ). Очевидно,  $F_{ext} \approx B_{ext}L_{ext}$  и поток может быть пересчитан как в толщину слоя  $L_{ext}$ , так и в ожидаемую максимальную плотность тока. Однако этот параметр не вполне применим на практике, так как слой Харриса формально не имеет границы и магнитный поток в нем бесконечен. Кроме того, основной магнитный поток содержится вдали от центра слоя, где магнитное поле велико, однако реальная конфигурация этой периферийной области плохо восстанавливается по измерениям из-за малости градиентов.

В дополнение к двум параметрам слоя Харриса для вложенного слоя появляются еще два параметра (см. раздел 5.1). Если в соответствии с моделью ТТС полагать толщину токового слоя равной ларморовскому радиусу протонов  $\rho_p$  в магнитном поле  $B_0$ , то магнитный поток в слое оказывается постоянным  $F_0 \sim B_0\rho_p = m_i v_{ti} c / e$  (в системе единиц СГС). В такой конфигурации при увеличении  $B_0$  толщина вложенного слоя в абсолютных единицах уменьшается  $\sim 1/B_0$ , а плотность тока растет  $\sim B_0^2$ . То есть более развитый вложенный слой — более тонкий, а рост плотности тока можно интерпретировать как рост плотности токонесящих частиц при постоянной дрейфовой скорости и температуре (аналогично модели Харриса). Такое предположение подтверждается рис. 28, где на примере 24 пересечений показано, что толщина слоя в ларморовских радиусах действительно почти постоянна, а плотность тока растет относительно  $B_0/B_{ext}$  [Petrukovich et al., 2011]. К сожалению, квадратичный характер роста плотности тока в зависимости от магнитного поля не наблюдается, что может объясняться большим разбросом других параметров плазмы в достаточно



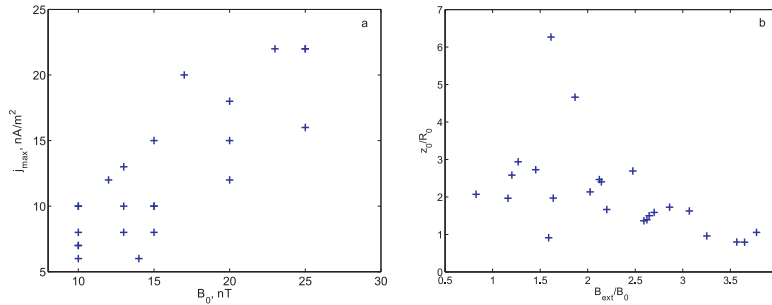


Рис. 28. Зависимость максимальной плотности тока  $j_{max}$  от магнитного поля  $B_0$  (а) и толщины слоя в единицах ларморовского радиуса протона  $z_0/R_0$  от нормированного магнитного поля  $B_{ext}/B_0$  (б). Рисунок взят из работы [Petrukovich et al., 2011].

малой статистике, а также недооценкой плотности тока в более тонких интенсивных слоях.

С учетом неопределенности профиля периферийной области токового слоя магнитный поток во вложенном слое может составлять  $F_0 \sim 2-5B_0R_0 = 0.006-0.03$  Вб/м (для температуры протонов 4000 эВ, на единицу ширины слоя по  $y$ ). Это, как минимум, в десять раз меньше, чем оценка полного магнитного потока плазменного слоя  $F_{ext} \sim 0.4-0.5$  Вб/м на расстоянии от Земли около  $15R_E$ . Такая большая разница в величине потоков накладывает существенные ограничения на возможные значения величины  $B_0/B_{ext}$ . Во-первых, минимально возможное значение  $B_0/B_{ext}$  (минимальный идентифицируемый вложенный слой) можно оценить по требованию равенства плотности тока во вложенном и внешнем слоях  $B_0/L_0 = B_{ext}/L_{ext}$ . Переходя к переменным потока получаем

$$(B_0/B_{ext})_{min} \sim \sqrt{F_0/F_{ext}} \quad (2)$$

При этом мы пренебрегли всеми коэффициентами порядка единицы под знаком корня. Квадратный корень снижает чувствительность оценки к форме «крыльев» токового слоя. Таким образом, оценка минимальной величины параметра  $B_0/B_{ext}$  составляет 0.2–0.3 (для наших условий), что согласуется с наблюдениями (рис. 28б, например).

С другой стороны, рассмотрим вариант  $B_0 \approx B_{ext}$ . Если  $F_0 \ll F_{ext}$ , то вложенный слой представляет собой очень тонкую прослойку с плазмой, вне которой доминирует магнитное давление. Так как развитие вложенного слоя в ближнем и среднем хвосте начинается (например, на фазе роста) в достаточно толстом плазменном слое с большим содержанием плазмы, то конфигурация  $B_0 \approx B_{ext}, F_0 \ll F_{ext}$  малореалистична для спокойных условий. В течение фазы роста  $B_0/B_{ext}$ , скорее всего, будет находиться ближе к  $\sqrt{F_0/F_{ext}}$ . После онсета суббури вариант  $B_0 \approx B_{ext}$  становится более реалистичным из-за сброса существенной части плазмы и магнитного потока из плазменного слоя. Действительно 8 из 10 случаев регистрации  $B_0/B_{ext} > 0.5$  на рис. 28б зарегистрированы после онсетов ([Petrukovich et al., 2011], см. там же рис. 6 с примером). Конфигурация с  $B_0 \approx B_{ext}$  также более вероятна в дальнем хвосте магнитосферы, где  $F_{ext}$  мало.

Таким образом, несмотря на увеличение числа параметров для вложенной конфигурации, привлечение физических соображений позволяет сузить спектр их возможных величин в зависимости от внешних условий.

## 6. Выводы и обсуждение

Измерения многоспутникового проекта Cluster позволили получить качественно новые результаты по структуре и динамике токового слоя в хвосте магнитосферы Земли. Специально для проекта был разработан набор методов обработки много-точечных наблюдений. Вторым важным преимуществом данного проекта является доступность данных по функциям распределения электронов. В целом, были подтверждены выводы более ранних проектов, сделанные косвенными методами, а также обнаружены совершенно новые явления.

Было обнаружено большое разнообразие структуры и динамики токовых слоев. Широко распространенной оказалась конфигурация тонкого (тысячи километров) токового слоя с ионным масштабом, вложенного в значительно менее интенсивный по плотности тока фоновый слой (в плазменный слой хвоста). Помимо классической конфигурации горизонтального токового слоя с одним пиком плотности тока в центре слоя были также обнаружены бифурцированные слои, в которых профиль плотности тока имеет два (реже три) пика, а также слои, в которых пик плотности тока смещен относительно нуля магнитного поля  $B_x$ . Более половины всех зарегистрированных слоев оказались наклонными. Бифуркация профиля тока и смещение профиля тока относительно нуля поля  $B_x$  наиболее характерны для наклонных слоев и неполных пересечений. Неполные пересечения слоя (например, только до центра слоя  $B_x \sim 0$ ) до настоящего времени не анализировались в деталях, так как их интерпретация неоднозначна. Наклонные слои часто являются нестационарными структурами, характеристики которых, в том числе амплитуда тока, меняются в ходе наблюдения. Бифурцированные слои регистрировались также в областях пересоединения, где токовая система существенно усложняется по сравнению со спокойным слоем (в частности, появляются токи Холла) [Asano et al., 2004].

С точки зрения теории наиболее интересны однопиковые горизонтальные слои, как наиболее общий объект физики плазмы, а также как ключевой элемент в постепенной эволюции хвоста магнитосферы. Именно такие слои являются основным объектом нашего исследования. На основе анализа профилей плотности тока и их зависимости от параметров плазмы показано, что центральная часть (вложенного) слоя может быть успешно описана квазихаррисовским профилем с квадратичной зависимостью плотности тока и плотности частиц от магнитного поля. Это позволяет сильно упростить эмпирические подходы к описанию наблюдаемых токовых слоев, считая, что токи с разным масштабом создаются компонентами плазмы с разной плотностью и характерной потоковой скоростью. Однако универсальность профиля тока, в том числе и для разных теоретических моделей с совершенно различными механизмами поддержания тока, не позволяет провести однозначно физическую интерпретацию наблюдений только по этой характеристике. Более глубокий анализ, в частности, зависимости толщины слоя от температуры и ионного состава плазмы показывает, что его толщина сопоставима с ларморовским радиусом ионов и, таким образом, выбор должен быть сделан в пользу моделей, основанных на теории транзитных ионов. В дальнейшем, анализ структуры функции распределения протонов подтвердил данное заключение.

Введен новый количественный параметр для описания конфигурации токового слоя (магнитное поле  $B_0$  на границе слоя), предложены методики его определения, а также показана возможность его успешного использования. Несмотря на формальное увеличение числа параметров, описывающих вложенный слой, возможный диапазон их изменения удалось ограничить с привлечением модельных (о толщине слоя равной ларморовскому радиусу) и геофизических (о степени вложенности и сохранении магнитного потока) аргументов.

Показано, что в горизонтальном однопиковом токовом слое с толщиной порядка масштаба ионов ионный ток создается малой популяцией транзитных (размагниченных) и достаточно горячих ионов со специфической серповидной функцией распределения, являющихся очень эффективными переносчиками тока. Тем не менее во многих наблюдениях доминирует парциальный ток электронов. Данный эффект может объясняться, например, наличием  $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$  дрейфа в небольшом электрическом поле  $E_x$ , направленном к Земле. Теория уверенно описывает компоненты тока, поперечные к магнитному полю. Однако в случае наличия значительного ширового магнитного поля  $B_y$ , в том числе в наклонных слоях, значительная часть тока становится продольной. Динамика ионов в таком случае становится хаотической, что не позволяет ионам эффективно переносить ток [Artemyev, et al., 2013b]. Однако в настоящее время отсутствует теоретическое понимание механизмов возникновения продольного тока электронов. Эта задача еще ждет своего решения. Возможно что продольные токи в тонком токовом слое такой конфигурации формируются нелокально и встраиваются в крупномасштабную систему продольных токов хвоста.

Нерешенной проблемой остается весьма частое наблюдение существенного отклонения суммы парциальных токов ионов и электронов от плотности тока, вычисленной по градиенту магнитного поля. В качестве причины нередко называют методические проблемы измерения функций распределения частиц. Однако не исключен вариант и наличия существенной естественной вариативности токов (прежде всего, электронов) на масштабах, меньших размера токового слоя, и за времена, меньшие времени измерения функции распределения. Ответ на этот вопрос может быть получен в ходе нового многоспутникового проекта MMS.

Год работы проекта с расстоянием между спутниками порядка сотен километров (2003) позволил проанализировать свойства и более тонких токовых слоев. Основная роль в создании таких слоев принадлежит электронным токам, однако зарегистрированная толщина обычно является промежуточной между электронным и ионным масштабами (доли ионного ларморовского радиуса и сотни км). Последнее в значительной степени связано с невозможностью создания интенсивного электронного тока и компенсации недостатка магнитного давления в центре слоя только за счет роста плотности электронов. Из-за квазинейтральности плазмы профиль плотности ионов должен совпадать с профилем плотности электронов, а неравномерное распределение ионов на масштабах меньше их ларморовского радиуса затруднено. В результате, в таком слое основная часть электронов остается замагниченной. Альтернативный механизм поддержания баланса давления — появление существенного ширового магнитного поля, создаваемого продольными токами. Более подробное изучение электронных токовых слоев требует более высокого временного разрешения измерений параметров плазмы, которое будет достигнуто в проекте MMS. Еще более тонкие токовые слои с характерным размером порядка электронного ларморовского радиуса должны быть достаточно экзотическими объектами, возникающими на очень короткое время. Вероятным носителем тока в них могут быть немагниченные горячие электроны. Однако требование баланса давления будет приводить к некоторому уширению профиля плотности тока даже в таких случаях.

С точки зрения улучшения соответствия теоретических моделей с наблюдениями имеет смысл рассмотрение вклада в ток малых компонент плазмы (энергичных хвостов функции распределения, ионов кислорода, холодных ионов, немагниченных электронов), которые могут весьма сильно варьироваться от случая к случаю. Для дальнейшего исследования интерес представляют и иногда регистрируемые профили плотности тока треугольной или прямоугольной формы [Artemyev et al., 2008; Petrukovich et al., 2011]. Такие профили могут объясняться как вкладом вышеупомянутых более экзотических переносчиков тока, так и наличием более

тонкой структуры слоя (наличием очень тонких субслоев), которая эффективно сглаживается тетраэдром спутников. Данная проблема может быть решена только в перспективных многоспутниковых проектах, имеющих возможность наблюдения нескольких масштабов сразу (например, состоящих из 5 и более спутников).

В отличие от вертикальной структуры слоя, его горизонтальный профиль (вдоль направления Солнце–Земля или радиального) в большинстве случаев нельзя измерить в проекте Cluster, так как расстояние между спутниками недостаточно. Интерес же представляет, прежде всего, распределение плотности тока,  $B_z$  и  $B_0$  на разных расстояниях от Земли и их динамика в ходе фазы роста суббури (при формировании тонкого токового слоя). Cluster предоставил убедительные новые данные прежде всего по динамике плотности тока и магнитного поля  $B_0$ . Только вторые пять лет проекта, когда расстояние между спутниками стало более 10 000 км, позволили сделать локальные оценки градиента  $B_z$  вдоль хвоста. Показано, что существенная двумерность слоя присутствует только в ближнем хвосте (менее 14 радиусов Земли) и в ходе фазы роста конфигурация эволюционирует в почти одномерную. В более дальнем хвосте градиент  $B_z$ , как правило, уже не фиксируется (на уровне чувствительности метода).

Таким образом, нерешенным остается важнейший вопрос о балансе вытягивания и утоньшения слоя на различных расстояниях от Земли, связанном, в том числе, с перераспределением замкнутого магнитного потока. В ходе такой эволюции могут формироваться локальные (вдоль  $X$ ) области со пониженным  $B_z$  и/или толщиной слоя, повышенными токами и пр., что может оказаться важным для определения ожидаемого места разрыва слоя (наиболее вероятного развития неустойчивости). Для дальнейшего продвижения по этому вопросу, в частности, о формировании минимумов  $B_z$ , требуется сбор существенно большей статистики, в частности, в будущих многоспутниковых проектах. Отчасти эта проблема может быть изучена и в современном проекте THEMIS, а также с использованием лабораторного эксперимента.

Как это часто бывает, новые спутниковые исследования с принципиально недостижимыми ранее возможностями измерения физических характеристик достаточно быстро демонстрируют несовершенство современных теоретических концепций и спектр проблем, которые невозможно разрешить в рамках существующих моделей. Этот эффект ярко проявился в теории токовых слоев благодаря измерениям плотности тока и пространственных масштабов проектом Cluster. Кинетические модели токовых слоев построены с использованием точных [Yoon, Lui, 2005; Camporeale, Lapenta, 2005; Schindler, 2006] или приближенных интегралов движения [Sitnov et al., 2006; Zhou et al., 2009; Zelenyi et al., 2011]. Экспериментальные данные показали, что модели, построенные с использованием точных интегралов движения, сталкиваются с существенными трудностями при описании электронной компоненты токовых слоев (см. [Artemyev, Zelenyi, 2013]). Замагниченные электроны с существенной анизотропией давления  $p_{\parallel} - p_{\perp} \neq 0$  являются, тем не менее, гиротропными и, как следствие, не описываются моделями, в которых анизотропия давления нераздельно связана с негиротропией (см. [Mottez, 2004]). С другой стороны, модели, построенные с использованием приближенных интегралов движения, предполагают одномерность системы (отсутствие градиентов давления вдоль оси  $x$ , см. [Burkhart, Chen, 1993]). При этом, для поддержания баланса давления в токовом слое с  $B_z \neq 0$  анизотропия ионного давления должна достигать очень больших величин  $p_{\parallel} - p_{\perp} \approx B^2/4\pi$  [Francfort, Pellat, 1976; Ashour-Abdalla et al., 1993]. В то же время, измерения Cluster [Walsh et al., 2011] подтвердили предыдущие результаты [Stiles et al., 1978] о почти полной изотропности ионной компоненты в токовом слое.

Как следствие, теория токовых слоев столкнулась с важной проблемой — как описать почти одномерное равновесие (компонента поля  $B_z$  и другие параметры тонких

токовых слоев слабо варьируются вдоль оси  $X$  на расстояниях  $x \sim -20R_E$ ) с интенсивным током и спайсеровскими ионами при отсутствии существенной анизотропии давления. Пути решения этой проблемы лежат, как сейчас кажется, в рассмотрении гибридных моделей, совмещающих в себе интенсивные токи небольшой популяции спайсеровских частиц с сильной анизотропией и крупномасштабные градиенты вдоль  $X$ , поддерживаемые доминирующей изотропной фоновой плазмой. Возможны также нестационарные конфигурации, в которых баланс давления может не выполняться на определенном временном интервале. Основы для теоретического описания таких конфигураций могут быть выявлены при анализе динамики частиц [Zelenyi et al., 2013] и численном моделировании [Pritchett, Coroniti, 2011; Sitnov et al., 2009; Sitnov, Swisdak, 2011; Mingalev et al., 2009; Mingalev et al., 2012]. Однако в обоих случаях следует признать отсутствие очевидных решений и, как следствие, наличие необходимости существенно обновить теоретическую базу исследований токовых слоев.

При очевидных трудностях, которые возникли в теоретическом описании тонких токовых слоев, нельзя не отметить и ряд теоретических проблем, которые удалось решить благодаря новым спутниковым данным. На новый уровень вышло исследование устойчивости токового слоя, в частности, моделей разрывной неустойчивости слоя. Использование в качестве начального равновесия моделей токовых слоев, существовавших до начала проекта Cluster, привело теорию разрывной неустойчивости в хвосте магнитосферы к очевидному кризису (см. обсуждение в работах [Pellat et al., 1991; Kuznetsova, Zelenyi, 1991; Quest et al., 1996]). Токовые слои с ненулевым  $B_z$  оказались устойчивы и, как следствие, их динамика не могла объяснить начала магнитного пересоединения (см., например, обсуждение в работе [Sitnov et al., 2002]). Однако обнаруженная в проекте Cluster конфигурация вложенного слоя с существенной популяцией спайсеровских частиц оказывается существенно более неустойчивой к спонтанному разрыву силовых линий магнитного поля [Burkhart et al., 1992; Zelenyi et al., 2008; Zelenyi et al., 2010b]. Таким образом, разрывная неустойчивость токового слоя получила новый шанс занять свое место в списке наиболее важных для динамики хвоста магнитосферы.

В заключение отметим, что данная работа обобщает ключевые результаты проекта Cluster по исследованию тонких токовых слоев в хвосте магнитосферы Земли. Дальнейшее существенное продвижение вперед станет возможно в 2015–2020 гг. с реализацией проекта MMS, предусматривающего прорывные измерения на масштабах 10–100 км и 0.01–1 с, которые должны позволить детально изучить физику токов электронов и очень тонких слоев. Однако уверенная интерпретация результатов MMS будет невозможна без понимания происходящего на больших масштабах, как раз предоставленного проектом Cluster.

### Список литературы

- [Плазменная гелиогеофизика] Плазменная гелиогеофизика. Т. 2 / Под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского. М.: Физматлит, 2008.
- [Angelopoulos et al., 1992] Angelopoulos V., Baumjohann W., Kennel C.F. et al. Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P. 4027–4039.
- [Angelopoulos et al., 1993] Angelopoulos V., Kennel C.F., Coroniti F.V. et al. Characteristics of ion flow in the quiet state of the inner plasma sheet // Geophys. Res. Lett. 1993. V. 20. P. 1711–1714.
- [Arons, 2012] Arons J. Pulsar Wind Nebulae as Cosmic Pevatrons: A Current Sheet's Tale // Space Sci. Revs. 2012. V. 173. P. 341–367.
- [Artemyev, 2011] Artemyev A. V. A model of one-dimensional current sheet with parallel currents and normal component of magnetic field // Phys. Plasmas. 2011. V. 18(2). P. 022104.

- [Artemyev, Zelenyi, 2013] *Artemyev A. V., Zelenyi L.M.* Kinetic Structure of Current Sheets in the Earth Magnetotail // *Space Sci. Rev.* 2013. V. 178. P. 419-440.
- [Artemyev et al., 2008] *Artemyev A. V., Petrukovich A.A., Zelenyi L.M. et al.* Comparison of multi-point measurements of current sheet structure and analytical models // *Annales Geophysicae*. 2008. V. 26. P. 2749–2758.
- [Artemyev et al., 2009] *Artemyev A. V., Petrukovich A.A., Zelenyi L.M. et al.* Thin embedded current sheets: Cluster observations of ion kinetic structure and analytical models // *Annales Geophysicae*. 2009. V. 27. P. 4075–4087.
- [Artemyev et al., 2010] *Artemyev A. V., Petrukovich A.A., Nakamura R., Zelenyi L.M.* Proton velocity distribution in thin current sheets: Cluster observations and theory of transient trajectories // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. A12255.
- [Artemyev et al., 2011a] *Artemyev A. V., Petrukovich A.A., Nakamura R., Zelenyi L.M.* Cluster statistics of thin current sheets in the Earth magnetotail: specifics of the dawn flank, proton temperature profiles and electrostatic effects. // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. A0923.
- [Artemyev, et al., 2011b] *Artemyev A. V., Zelenyi L.M., Petrukovich A.A., Nakamura R.* Hot electrons as tracers of large-scale structure of magnetotail current sheets // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. P. L14102.
- [Artemyev et al., 2012] *Artemyev A. V., Petrukovich A.A., Nakamura R., Zelenyi L.M.* Adiabatic electron heating in the magnetotail current sheet: Cluster observations and analytical models // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. A06219.
- [Artemyev et al., 2013a] *Artemyev A. V., Petrukovich A.A., Frank A.G. et al.* Intense current sheets in the magnetotail: Peculiarities of electron physics // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 2789–2799.
- [Artemyev, et al., 2013b] *Artemyev A. V., Neishtadt A.I., Zelenyi L.M.* Ion motion in the current sheet with sheared magnetic field - Part 2: Non-adiabatic effects // *Nonlinear Processes in Geophys.* 2013. V. 20. P. 899–919.
- [Artemyev et al., 2014] *Artemyev A. V., Vasko I. Y., Kasahara S.* Thin current sheets in the Jovian magnetotail. // *Planet. Space Sci.* 2014. V. 96. P. 133-145.
- [Asano et al., 2003] *Asano Y., Mukai T., Hoshino M., Saito Y. et al.* Evolution of the thin current sheet in a substorm observed by Geotail // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. P. 1189.
- [Asano et al., 2004] *Asano Y., Mukai T., Hoshino M. et al.* Current sheet structure around the near-Earth neutral line observed by Geotail // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. P. 2212.
- [Aschwanden, 2002] *Aschwanden M.J.* Particle acceleration and kinematics in solar flares — A Synthesis of Recent Observations and Theoretical Concepts // *Space Sci. Revs.* 2002. V. 101. P. 1–227.
- [Ashour-Abdalla et al., 1993] *Ashour-Abdalla M., Berchem J.P., Buechner J., Zelenyi L.M.* Shaping of the magnetotail from the mantle - Global and local structuring // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 5651–5676.
- [Baker et al., 1996] *Baker D.N., Pulkkinen T.I., Angelopoulos V. et al.* Neutral line model of substorms: Past results and present view // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 12975–13010.
- [Balogh et al., 2001] *Balogh A., Carr C.M., Acuña M.N. et al.* The Cluster Magnetic Field Investigation: overview of in-flight performance and initial results // *Annales Geophysicae*. 2001. V. 19. P. 1207–1217.
- [Baumjohann et al., 1989] *Baumjohann W., Paschmann G., Cattell C.A.* Average plasma properties in the central plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. P. 6597–6606.
- [Baumjohann et al., 1992] *Baumjohann W., Paschmann G., Nagai T.* Thinning and expansion of the substorm plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 17173.
- [Baumjohann et al., 1999] *Baumjohann W., Hesse M., Kokubun S. et al.* Substorm dipolarization and recovery // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 24995–25000.
- [Baumjohann et al., 2007] *Baumjohann W., Roux A., Le Contel O. et al.* Dynamics of thin current sheets: Cluster observations // *Annales Geophysicae*. 2007. V. 25. P. 1365–1389.
- [Behannon et al., 1981] *Behannon K. W., Burlaga L.F., Ness N.F.* The Jovian magnetotail and its current sheet // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 8385–8401.

- [Birn et al., 1975] *Birn J., Sommer R., Schindler K.* Open and closed magnetospheric tail configurations and their stability // *Astrophys. Space Sci.* 1975. V. 35. P. 389–402.
- [Birn et al., 2004] *Birn J., Schindler K., Hesse M.* Thin electron current sheets and their relation to auroral potentials // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. P. 2217.
- [Büchner, Zelenyi, 1989] *Büchner J., Zelenyi L.M.* Regular and chaotic charged particle motion in magnetotail-like field reversals. I - Basic theory of trapped motion // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. P. 11821–11842.
- [Burkhart, Chen, 1993] *Burkhart G.R., Chen J.* Particle motion in x-dependent Harris-like magnetotail models // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 89–97.
- [Burkhart et al., 1992] *Burkhart G.R., Drake J.F., Dusenbery P.B., Speiser T.W.* Ion tearing in a magnetotail configuration with an embedded thin current sheet // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 16749–16756.
- [Camporeale, Lapenta, 2005] *Camporeale E., Lapenta G.* Model of bifurcated current sheets in the Earth's magnetotail: Equilibrium and stability // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. P. 7206–+.
- [Cowley, Pellat, 1979] *Cowley S.W.H., Pellat R.* A note on adiabatic solutions of the one-dimensional current sheet problem // *Planet. Space Sci.* 1979. V. 27. P. 265–271.
- [Dougherty et al., 2009] *Dougherty M.K., Esposito L.W., Krimigis S.M.* Saturn from Cassini-Huygens. 2009.
- [Dungey, 1961] *Dungey J.W.* Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones // *Phys. Rev. Lett.* 1961. V. 6. P. 47–48.
- [Dungey, 1963] *Dungey J.W.* Interactions of solar plasma with the geomagnetic field // *Planet. Space Sci.* 1963. V. 10. P. 233–237.
- [Dunlop et al., 2002] *Dunlop M.W., Balogh A., Glassmeier K.-H., Robert P.* Four-point Cluster application of magnetic field analysis tools: The Curlometer // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. P. 1384.
- [Eastwood, 1972] *Eastwood J.W.* Consistency of fields and particle motion in the 'Speiser' model of the current sheet // *Planet. Space Sci.* 1972. V. 20. P. 1555–1568.
- [Eastwood, 1974] *Eastwood J.W.* The warm current sheet model, and its implications on the temporal behaviour of the geomagnetic tail // *Planet. Space Sci.* 1974. V. 22. P. 1641–1668.
- [Erkaev et al., 2007] *Erkaev N.V., Semenov V.S., Biernat H.K.* Magnetic Double-Gradient Instability and Flapping Waves in a Current Sheet // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99(23). P. 235003–+.
- [Francfort, Pellat, 1976] *Francfort P., Pellat R.* Magnetic merging in collisionless plasmas // *Geophys. Res. Lett.* 1976. V. 3. P. 433–436.
- [Frank et al., 2009] *Frank A., Bugrov S., Markov V.* Enhancement of the guide field during the current sheet formation in the three-dimensional magnetic configuration with an X line // *Phys. Letts A.* 2009. V. 373. P. 1460–1464.
- [Frank, 2010] *Frank A.G.* Dynamics of current sheets underlying flare-type events in magnetized plasmas // *Physics Uspekhi.* 2010. V. 53. P. 941–947.
- [Gosling, 2011] *Gosling J.T.* Magnetic Reconnection in the Solar Wind // *Space Sci. Revs.* 2011. P. 104.
- [Grigorenko et al., 2013] *Grigorenko E.E., Malova H.V., Artemyev A.V. et al.* Current sheet structure and kinetic properties of plasma flows during a near-Earth magnetic reconnection under the presence of a guide field // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 3265–3287.
- [Gustafsson et al., 2001] *Gustafsson G., André M., Carozzi T. et al.* First results of electric field and density observations by Cluster EFW based on initial months of operation // *Annales Geophysicae.* 2001. V. 19. P. 1219–1240.
- [Harris, 1962] *Harris E.* On a plasma sheet separating regions of oppositely directed magnetic field // *Nuovo Cimento.* 1962. V. 23. P. 115–123.
- [Harrison, Neukirch, 2009] *Harrison M.G., Neukirch T.* Some remarks on one-dimensional force-free Vlasov-Maxwell equilibria // *Phys. Plasmas.* 2009. V. 16(2). P. 022106–+.



- [Hesse et al., 2002] *Hesse M., Kuznetsova M., Hoshino M.* The structure of the dissipation region for component reconnection: Particle simulations // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29. P. 120000–1.
- [Hoshino et al., 1996] *Hoshino M., Nishida A., Mukai T. et al.* Structure of plasma sheet in magnetotail: Double-peaked electric current sheet // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 24775–24786.
- [Israelevich et al., 2008] *Israelevich P.L., Ershkovich A.I., Oran R.* Current carriers in the bifurcated tail current sheet: Ions or electrons? // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. 4215–+.
- [Jackman et al., 2014] *Jackman C.M., Arridge C.S., André N. et al.* Large-Scale Structure and Dynamics of the Magnetotails of Mercury, Earth, Jupiter and Saturn // *Space Sci. Revs.* 2014. V. 182. P. 85–154.
- [Johnstone et al., 1997] *Johnstone A.D., Alsop C., Burge S. et al.* Peace: a Plasma Electron and Current Experiment // *Space Sci. Revs.* 1997. V. 79. P. 351–398.
- [Kan, 1973] *Kan J.R.* On the structure of the magnetotail current sheet // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. P. 3773–3781.
- [Karimabadi et al., 2003] *Karimabadi H., Pritchett P.L., Daughton W., Krauss-Varban D.* Ion-ion kink instability in the magnetotail: 2. Three-dimensional full particle and hybrid simulations and comparison with observations // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. P. 1401.
- [Kennel, 1973] *Kennel C.F.* Magnetospheres of the Planets // *Space Sci. Revs.* 1973. V. 14. P. 511–533.
- [Korovinский et al., 2011a] *Korovinский D.B., Semenov V.S., Erkaev N.V. et al.* A 2.5-D electron Hall-MHD analytical model of steady state Hall magnetic reconnection in a compressible plasma // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. 5219.
- [Korovinский et al., 2011b] *Korovinский D.B., Ivanova V.V., Erkaev N.V. et al.* Kink-like mode of a double gradient instability in a compressible plasma current sheet // *Adv. Space Res.* 2011. V. 48. P. 1531–1536.
- [Kuznetsova, Zelenyi, 1991] *Kuznetsova M.M., Zelenyi L.M.* Magnetic reconnection in collisionless field reversals - The universality of the ion tearing mode // *Geophys. Res. Lett.* 1991. V. 18. P. 1825–1828.
- [Liu et al., 2010] *Liu W.W., Liang J., Donovan E.F.* Electrostatic field and ion temperature drop in thin current sheets: A theory // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. 3211–+.
- [McComas et al., 1986a] *McComas D.J., Spence H.E., Russell C.T., Saunders M.A.* The average magnetic field draping and consistent plasma properties of the Venus magnetotail // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91. P. 7939–7953.
- [McComas et al., 1986b] *McComas D.J., Bame S.J., Russell C.T., Elphic R.C.* The near-earth cross-tail current sheet - Detailed ISEE 1 and 2 case studies // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91. P. 4287–4301.
- [McComas et al., 1987] *McComas D.J., Gosling J.T., Bame S.J. et al.* The Giacobini-Zinner magnetotail - Tail configuration and current sheet // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 1139–1152.
- [Minami et al., 1993] *Minami S., Podgorny A.I., Podgorny I.M.* Laboratory evidence of earthward electric field in the magnetotail current sheet // *Geophys. Res. Lett.* 1993. V. 20. P. 9–12.
- [Mingalev et al., 2009] *Mingalev O.V., Mingalev I.V., Malova K.V. et al.* Asymmetric configurations of a thin current sheet with a constant normal magnetic field component // *Plasma Phys. Repts.* 2009. V. 35. P. 76–83.
- [Mingalev et al., 2012] *Mingalev O.V., Mingalev I.V., Mel'nik M.N. et al.* Kinetic models of current sheets with a sheared magnetic field // *Plasma Phys. Repts.* 2012. V. 38. P. 300–314.
- [Mitchell et al., 1990] *Mitchell D.G., Williams D.J., Huang C.Y. et al.* Current carriers in the near-earth cross-tail current sheet during substorm growth phase // *Geophys. Res. Lett.* 1990. V. 17. P. 583–586.
- [Mottez, 2004] *Mottez F.* The pressure tensor in tangential equilibria // *Annales Geophysicae.* 2004. V. 22. P. 3033–3037.

- [Nakamura et al., 2006] *Nakamura R., Baumjohann W., Runov A., Asano Y.* Thin Current Sheets in the Magnetotail Observed by Cluster // *Space Sci. Revs.* 2006. V. 122. P. 29–38.
- [Nakamura et al., 2008] *Nakamura R., Baumjohann W., Fujimoto M. et al.* Cluster observations of an ion-scale current sheet in the magnetotail under the presence of a guide field // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. 7.
- [Ness, 1965] *Ness N.F.* The Earth's Magnetic Tail // *J. Geophys. Res.* 1965. V. 70. P. 2989–3005.
- [Ness et al., 1989] *Ness N.F., Acuna M.H., Burlaga L.F. et al.* Magnetic fields at Neptune // *Science.* 1989. V. 246. P. 1473–1478.
- [Paschmann, Schwartz, 2000] *Paschmann G., Schwartz S.J.* ISSI Book on Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data. V. 449 of ESA Special Publication, 2000.
- [Pellat et al., 1991] *Pellat R., Coroniti F.V., Pritchett P.L.* Does ion tearing exist? // *Geophys. Res. Lett.* 1991. V. 18. P. 143–146.
- [Petrukovich, 2011] *Petrukovich A.A.* Origins of plasma sheet  $B_y$  // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. 7217.
- [Petrukovich et al., 2003] *Petrukovich A.A., Baumjohann W., Nakamura R. et al.* Plasma sheet structure during strongly northward IMF // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. P. 1258.
- [Petrukovich et al., 2006] *Petrukovich A.A., Zhang T.L., Baumjohann W.* Oscillatory magnetic flux tube slippage in the plasma sheet // *Annales Geophysicae.* 2006. V. 24. P. 1695–1704.
- [Petrukovich et al., 2007] *Petrukovich A.A., Baumjohann W., Nakamura R.* Thinning and stretching of the plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. P. 10213.
- [Petrukovich et al., 2008] *Petrukovich A.A., Baumjohann W., Nakamura R., Runov A.* Formation of current density profile in tilted current sheets // *Annales Geophysicae.* 2008. V. 26. P. 3669–3676.
- [Petrukovich et al., 2009] *Petrukovich A.A., Baumjohann W., Nakamura R., Rème H.* Tailward and earthward flow onsets observed by Cluster in a thin current sheet // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. 9203.
- [Petrukovich et al., 2011] *Petrukovich A.A., Artemyev A.V., Malova H.V. et al.* Embedded current sheets in the Earth magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. A00I25.
- [Petrukovich et al., 2013] *Petrukovich A.A., Artemyev A.V., Nakamura R. et al.* Cluster observations of  $\delta B_z/\delta x$  during growth phase magnetotail stretching intervals // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 5720–5730.
- [Pritchett, Coroniti, 2011] *Pritchett P.L., Coroniti F.V.* Plasma sheet disruption by interchange-generated flow intrusions // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 381. P. 10102.
- [Quest et al., 1996] *Quest K.B., Karimabadi H., Brittnacher M.* Consequences of particle conservation along a flux surface for magnetotail tearing // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 179–184.
- [Rème et al., 2001] *Rème H., Aoustin C., Bosqued J.M. et al.* First multispacecraft ion measurements in and near the Earth's magnetosphere with the identical Cluster ion spectrometry (CIS) experiment // *Annales Geophysicae.* 2001. V. 19. P. 1303–1354.
- [Ricci et al., 2004] *Ricci P., Lapenta G., Brackbill J.U.* Structure of the magnetotail current: Kinetic simulation and comparison with satellite observations // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31. P. 6801.
- [Rich et al., 1972] *Rich F.J., Vasylunas V.M., Wolf R.A.* On the Balance of Stresses in the Plasma Sheet // *J. Geophys. Res.* 1972. V. 77. P. 4670–4676.
- [Rong et al., 2012] *Rong Z.J., Wan W.X., Shen C. et al.* Profile of strong magnetic field  $B_y$  component in magnetotail current sheets // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. 6216.
- [Runov et al., 2005] *Runov A., Sergeev V.A., Baumjohann W. et al.* Electric current and magnetic field geometry in flapping magnetotail current sheets // *Annales Geophysicae.* 2005. V. 23. P. 1391–1403.
- [Runov et al., 2006] *Runov A., Sergeev V.A., Nakamura R. et al.* Local structure of the magnetotail current sheet: 2001 Cluster observations // *Annales Geophysicae.* 2006. V. 24. P. 247–262.

- [Schindler, 1972] *Schindler K.* A Self-Consistent Theory of the Tail of the Magnetosphere / Ed. B. M. McCormac // *Earth's Magnetospheric Processes*. V. 32. Astrophysics and Space Science Library, 1972. P. 200–+.
- [Schindler, 2006] *Schindler K.* *Physics of Space Plasma Activity*. Cambridge University Press, 2006.
- [Schindler, Birn, 2002] *Schindler K., Birn J.* Models of two-dimensional embedded thin current sheets from Vlasov theory // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. P. 1193–+.
- [Schindler et al., 2012] *Schindler K., Birn J., Hesse M.* Kinetic model of electric potentials in localized collisionless plasma structures under steady quasi-gyrotropic conditions // *Phys. Plasmas*. 2012. V. 19(8). P. 082904.
- [Sergeev et al., 2004] *Sergeev V., Runov A., Baumjohann W. et al.* Orientation and propagation of current sheet oscillations // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31. P. 5807.
- [Sergeev et al., 1993] *Sergeev V.A., Mitchell D.G., Russell C.T., Williams D.J.* Structure of the tail plasma/current sheet at  $\sim 11R_E$  and its changes in the course of a substorm // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 17345–17366.
- [Sergeev et al., 2006] *Sergeev V.A., Sormakov D.A., Apatenkov S.V. et al.* Survey of large-amplitude flapping motions in the midtail current sheet // *Annales Geophysicae*. 2006. V. 24. P. 2015–2024.
- [Shen et al., 2008] *Shen C., Liu Z.X., Li X. et al.* Flattened current sheet and its evolution in substorms // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. 7.
- [Sitnov, Swisdak, 2011] *Sitnov M.I., Swisdak M.* Onset of collisionless magnetic reconnection in two-dimensional current sheets and formation of dipolarization fronts // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. 12216.
- [Sitnov et al., 2000] *Sitnov M.I., Zelenyi L.M., Malova H.V., Sharma A.S.* Thin current sheet embedded within a thicker plasma sheet: Self-consistent kinetic theory // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 13029–13044.
- [Sitnov et al., 2002] *Sitnov M.I., Sharma A.S., Guzdar P.N., Yoon P.H.* Reconnection onset in the tail of Earth's magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. P. 1256.
- [Sitnov et al., 2006] *Sitnov M.I., Swisdak M., Guzdar P.N., Runov A.* Structure and dynamics of a new class of thin current sheets // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. P. 8204.
- [Sitnov et al., 2009] *Sitnov M.I., Swisdak M., Divin A.V.* Dipolarization fronts as a signature of transient reconnection in the magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. A04202.
- [Slavin et al., 2012] *Slavin J.A., Anderson B.J., Baker D.N. et al.* MESSENGER and Mariner 10 flyby observations of magnetotail structure and dynamics at Mercury // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. 1215.
- [Smith et al., 1974] *Smith E.J., Davis L., Jr., Jones D.E. et al.* The planetary magnetic field and magnetosphere of Jupiter: Pioneer 10 // *J. Geophys. Res.* 1974. V. 79. P. 3501.
- [Speiser, 1965] *Speiser T.W.* Particle Trajectories in Model Current Sheets, 1, Analytical Solutions // *J. Geophys. Res.* 1965. V. 70. P. 4219–4226.
- [Speiser, 1967] *Speiser T.W.* Particle Trajectories in Model Current Sheets, 2, Applications to Auroras Using a Geomagnetic Tail Model // *J. Geophys. Res.* 1967. V. 72. P. 3919–3932.
- [Stiles et al., 1978] *Stiles G.S., Hones E.W., Jr., Bame S.J., Asbridge J.R.* Plasma sheet pressure anisotropies // *J. Geophys. Res.* 1978. V. 83. P. 3166–3172.
- [Vaisberg, Zelenyi, 1984] *Vaisberg O.L., Zelenyi L.M.* Formation of the plasma mantle in the Venusian magnetosphere // *Icarus*. 1984. V. 58. P. 412–430.
- [Vasko et al., 2013] *Vasko I.Y., Artemyev A.V., Popov V.Y., Malova H.V.* Kinetic models of two-dimensional plane and axially symmetric current sheets: Group theory approach // *Phys. Plasmas*. 2013. V. 20(2). P. 022110.
- [Vasko et al., 2014a] *Vasko I.Y., Artemyev A.V., Petrukovich A.A. et al.* The structure of strongly tilted current sheets in the Earth magnetotail // *Annales Geophysicae*. 2014. V. 32. P. 133–146.
- [Vasko et al., 2014b] *Vasko I.Y., Zelenyi L.M., Artemyev A.V. et al.* The structure of the Venusian current sheet // *Planet. Space Sci.* 2014. V. 96. P. 81–89.

- [Walsh et al., 2011] *Walsh A.P., Owen C.J., Fazakerley A.N. et al.* Average magnetotail electron and proton pitch angle distributions from Cluster PEACE and CIS observations // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. P. 6103.
- [Wilken et al., 2001] *Wilken B., Daly P.W., Mall U. et al.* First results from the RAPID imaging energetic particle spectrometer on board Cluster // *Annales Geophysicae.* 2001. V. 19. P. 1355–1366.
- [Yoon, Lui, 2004] *Yoon P.H., Lui A. T.Y.* Model of ion- or electron-dominated current sheet // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. P. 11213.
- [Yoon, Lui, 2005] *Yoon P.H., Lui A. T.Y.* A class of exact two-dimensional kinetic current sheet equilibria // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. P. 1202.
- [Zelenyi et al., 2000] *Zelenyi L.M., Sitnov M.I., Malova H.V., Sharma A.S.* Thin and superthin ion current sheets. Quasi-adiabatic and nonadiabatic models // *Nonlinear Processes in Geophys.* 2000. V. 7. P. 127–139.
- [Zelenyi et al., 2004] *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Y. et al.* Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy // *Nonlinear Processes in Geophys.* 2004. V. 11. P. 579–587.
- [Zelenyi et al., 2006] *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Y. et al.* “Matreshka” model of multilayered current sheet // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. P. 5105.
- [Zelenyi et al., 2008] *Zelenyi L.M., Artemyev A.V., Malova H.V., Popov V.Y.* Marginal stability of thin current sheets in the Earth’s magnetotail // *J. Atmospheric Solar-Terrestrial Phys.* 2008. V. 70. P. 325–333.
- [Zelenyi et al., 2009] *Zelenyi L.M., Artemyev A.V., Petrukovich A.A. et al.* Low frequency eigenmodes of thin anisotropic current sheets and Cluster observations // *Annales Geophysicae.* 2009. V. 27. P. 861–868.
- [Zelenyi et al., 2010a] *Zelenyi L.M., Artemyev A.V., Petrukovich A.A.* Earthward electric field in the magnetotail: Cluster observations and theoretical estimates // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. P. 6105.
- [Zelenyi et al., 2010b] *Zelenyi L.M., Artemyev A.V., Malova K.V. et al.* Metastability of current sheets // *Physics Uspekhi.* 2010. V. 53. P. 933–941.
- [Zelenyi et al., 2011] *Zelenyi L.M., Malova H.V., Artemyev A.V. et al.* Thin current sheets in collisionless plasma: Equilibrium structure, plasma instabilities, and particle acceleration // *Plasma Phys. Repts.* 2011. V. 37. P. 118–160.
- [Zelenyi et al., 2013] *Zelenyi L.M., Neishtadt A.I., Artemyev A.V. et al.* Quasiadiabatic dynamics of charged particles in a space plasma // *Physics Uspekhi.* 2013. V. 56. P. 347–394.
- [Zhang et al., 2002] *Zhang T.L., Baumjohann W., Nakamura R. et al.* A wavy twisted neutral sheet observed by CLUSTER // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29(19). P. 190000.
- [Zhou et al., 2009] *Zhou X., Angelopoulos V., Runov A. et al.* Thin current sheet in the substorm late growth phase: Modeling of THEMIS observations // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. 3223.

## III.2. ОСОБЕННОСТИ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ В ПРИСУТСТВИИ ШИРОВОЙ КОМПОНЕНТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

*Х. В. Малова*<sup>1,2</sup>, *О. В. Мингалев*<sup>3</sup>, *В. Ю. Попов*<sup>4,2</sup>, *А. А. Петрукович*<sup>2</sup>,  
*Л. М. Зелёный*<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, МГУ, Россия, hmalova@yandex.ru

<sup>2</sup> Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>3</sup> Полярный геофизический институт Кольского научного центра РАН, Россия

<sup>4</sup> Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Россия

Построены самосогласованные модели тонких токовых слоев в бесстолкновительной плазме с учетом сдвиговой (шировой) компоненты магнитного поля: аналитическая и численная. Исследованы токовые равновесия в присутствии: 1) глобальной (постоянной в слое) сдвиговой компоненты  $B_y = \text{const}$ ; 2) самосогласованной шировой компоненты  $B_y$ ; 3) сдвиговой компоненты смешанного типа, включающей в себя как постоянную, так и переменную составляющие. Проведен анализ плазменных равновесий и динамики частиц в широком диапазоне параметров модели. Показано, что по сравнению со случаем  $B_y \equiv 0$ , структура токового слоя в присутствии магнитного шира может существенным образом меняться, что обусловлено изменением динамики частиц, пересекающих токовый слой. Изучены механизмы формирования асимметричных токовых равновесий.

### 1. Введение

Тонкие токовые слои (ТТС) с толщиной порядка ионного гирорадиуса играют важную роль в плазменных системах разных масштабов. Многочисленные спутниковые измерения в околоземном пространстве [Sergeev et al., 1996; Baumjohann et al., 2007], лабораторные эксперименты [Yamada et al., 2010; Frank et al., 2008] и наблюдения за астрофизическими объектами [Arons, 2011] указывают на то, что именно эти магнитоплазменные структуры ответственны за процессы накопления и высвобождения энергии магнитного поля, такие как солнечные вспышки, магнитные бури и суббури, процессы пересоединения в космической и лабораторной плазме. Несмотря на более чем полувековую историю создания кинетических моделей токовых слоев (см. обзор [Зелёный и др., 2011]), эта тематика до сих пор является актуальной для построения непротиворечивой теории и интерпретации экспериментальных данных.

На рис. 1 показано схематическое изображение меридионального разреза магнитосферы Земли. Здесь и далее мы используем солнечно-магнитосферную систему координат (GSM), показанную на рисунке, в которой ось  $X$  направлена от центра Земли к Солнцу, ось  $Z$  — с юга на север, а ось  $Y$  — с утреннего сектора на вечерний. Магнитопауза Земли, обозначенная пунктирной линией, разделяет магнитное поле солнечного ветра и собственное магнитное поле Земли. В центральной части хвоста магнитосферы располагается токовый слой, где с утренней стороны на вечернюю течет электрический ток хвоста  $J_y$  (серый прямоугольник; показано направление

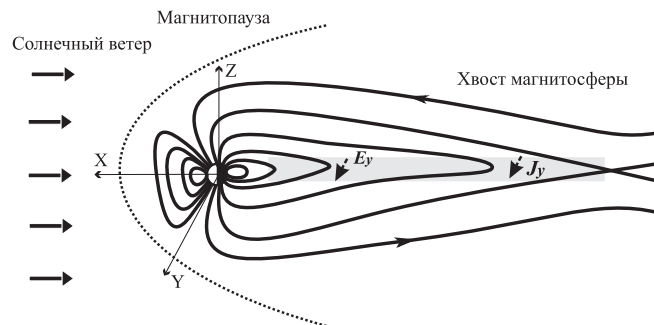


Рис. 1. Схематическое изображение магнитосферы Земли, взаимодействующей с натекающим на нее потоком солнечного ветра

тока вдоль оси  $Y$ , т. е. перпендикулярно плоскости рисунка). На рисунке показано также направление крупномасштабного электрического поля  $E_y$  через хвост.

В присутствии сдвигового (ширового — от английского слова “shear”) магнитного поля  $B_y$  токовый слой хвоста магнитосферы может быть сильно деформирован по сравнению с конфигурацией без магнитного сдвига. Такие виды деформации были подробно изучены в работах [Petrukovich, 2011; Shen et al., 2008a; Shen et al., 2008b]. Не только структура, но и динамика магнитосферы могут сильно зависеть от присутствия сдвиговой магнитной составляющей, которая может оказаться причиной формирования наклонных или сплюснутых токовых слоев [Shen et al., 2008a; Shen et al., 2008b; Nakamura et al., 2008]. Также шировая компонента магнитного поля может влиять на квазиadiaбатическую динамику частиц в тонком токовом слое [Büchner, Zelenyi, 1989; Zhu, Parks, 1993; Kaufmann et al., 1994; Shen et al., 2008a; Shen et al., 2008b; Malova et al., 2012], может влиять на распространение МГД-волн [Lee, Hau, 2008]. Теоретические оценки [Kuznetsova, Zelenyi, 1991] показали, что развитие тиринг-моды в токовом слое облегчается в присутствии шировой компоненты магнитного поля, а это может приводить к разрыву токового слоя, магнитному пересоединению и последующей суббуревой реконфигурации всей магнитосферы (см. например, [Kan, 1973; Sergeev et al., 2003; Pritchett, 2001]). Асимметрия магнитосферы в направлении «север–юг» в присутствии сдвигового магнитного поля оказывается ее характерной особенностью [Cowley, 1981]. Асимметрия рассеяния частиц в токовых слоях была детально изучена методом трассирования частиц в модели относительно «толстой» магнитной конфигурации [?]. Также Кауфман [Kaufmann et al., 1994] и Холланд [Holland et al., 1996] исследовали динамику частиц в тонком токовом слое и показали, что шировое поле приводит к разрушению энергетических резонансов при движении частиц в токовом слое из-за изменения характера рассеяния. В более поздних исследованиях [Delcourt et al., 2000] был проведен анализ рассеяния частиц в относительно тонких токовых слоях в широкой области динамических режимов движения частиц, от квазиadiaбатического до замагниченного. В работе Артемьева [Artemyev et al., 2013] проведено теоретическое исследование квазиadiaбатического движения частиц в тонких токовых слоях с постоянным градиентом магнитного поля. Особенности режимов движения частиц в самосогласованных моделях тонких токовых слоев в присутствии шировой магнитной компоненты были исследованы в работе [Malova et al., 2012]. Оказалось, что структура токового слоя зависит как от относительного положения плазменного источника, так и от относительных направлений нормальной и сдвиговой магнитных компонент. Асимметрия рассеяния частиц, зависящая от величины сдвигового магнитного поля, может привести к асимметрии распределений плотности тока и магнитного поля, а также к деформации токового

слоя как целого. Следует отметить, что свойства ТТС в присутствии магнитного сдвига еще мало изучены и требуют дополнительных исследований. В токовых слоях без магнитного шира (сдвига) линии тока перпендикулярны линиям магнитного поля. Наличие же конечной сдвиговой компоненты в токовом слое магнитосферного хвоста может привести к появлению продольного тока в окрестности нейтральной плоскости (текущего в  $Y$ -направлении) [Rong et al., 2012; Grigorenko et al., 2013].

Наблюдения крупномасштабной  $B_y$ -компоненты в хвосте магнитосферы часто интерпретируются как проникновение межпланетного магнитного поля внутрь земной магнитосферы [Lemaire, Burlaga, 1976]. Реальный механизм такого «проникновения» еще до конца не ясен, но большинство исследователей подтверждают статистически значимую пропорциональность между величинами межпланетной  $B_y$ -компоненты и шировой компоненты в хвосте магнитосферы [Petrukovich, 2011]. Однако во многих случаях эта зависимость не кажется однозначной, особенно в тех случаях, когда измеренное значение  $B_y$  в слое оказывается существенно большим по сравнению с величиной ММП [Petrukovich, 2011; Rong et al., 2011; Rong et al., 2012]. Согласно измерениям космических аппаратов можно оценить коэффициент такого проникновения как приблизительно 0.1–0.8 в ближней части магнитосферы ([Kaymaz et al., 1994] и ссылки в ней) и 0.2 для дальних областей магнитосферы [Sergeev, 1987]. Типичные значения наблюдаемой сдвиговой компоненты составляют около 3 нТл, но в некоторых экспериментах наблюдались и намного бо́льшие значения. Например, на основе статистических данных [Kokubun et al., 1994] было показано, что примерно у трети токовых слоев обнаруживаются значения шировой компоненты  $|B_y| > 5$  нТл на расстояниях  $-31R_E < x < -8R_E$  и  $-15R_E < y < 15R_E$  [?; Petrukovich, 2009]. На основании данных ISEE-3 [Tsurutani et al., 1984] было показано существование значимых величин сдвиговой компоненты в интервале расстояний от Земли от  $-80$  до  $-220R_E$ .

Модели токовых слоев берут свое начало с работы Харриса [Harris, 1962], в которой для описания токового слоя в хвосте магнитосферы Земли (см. рис. 1) была предложена простая модель, учитывающая тангенциальную компоненту магнитного поля  $B_x(z)$  и соответствующую компоненту плотности тока  $j_y(z)$ . В модели Харриса давление плазмы предполагалось изотропным, а ток в системе поддерживался за счет диамагнитного дрейфа частиц плазмы поперек магнитного поля. В дальнейшем было сделано обобщение модели на случай двухмерных конфигураций с самосогласованными тангенциальной  $B_x(x, z)$  и поперечной  $B_z(x, z)$  компонентами магнитного поля [Kan, 1973; Schindler, 1972; Schindler, 1974]. Такие конфигурации описывают сравнительно «толстые» токовые слои с толщиной  $L$  много больше ионного ларморовского радиуса  $\rho_L$ , характерные для спокойной магнитосферы.

Хилмер и Войгт [Hilmer, Voigt, 1987] предположили в рамках двумерной МГД-модели, что сдвиговое поле в «толстом» магнитосферном хвосте состоит из двух компонентов: постоянной (фоновой) составляющей и неоднородной составляющей, которая может существовать только лишь в токовом слое. Такая усиленная  $B_y$ -компонента должна зависеть от величины плазменного бета и напряженности магнитной  $B_z$ -компоненты; ее величина принимает максимальное значение в центре нейтрального слоя и монотонно убывает до границ плазменного слоя.

Коули [Cowley, 1979] исследовал распределение  $B_y$ -компоненты в геомагнитном хвосте с помощью двумерной МГД-модели и обнаружил, что оно может иметь колоколообразную форму в центре токового слоя, если  $p_{\parallel} > p_{\perp}$ , т. е. параллельное давление плазмы  $p_{\parallel}$  больше, чем перпендикулярное  $p_{\perp}$ . В противоположном случае ( $p_{\parallel} < p_{\perp}$ ) профиль  $B_y$  имеет локальный минимум в центре с двумя максимумами на краях токового слоя. Следует отметить, что МГД-модели в принципе применимы только для описания «толстых» состояний хвоста в относительно спокойной маг-



нитосфере и не могут быть использованы для моделирования ТТС, которые часто возникают в начале суббурь на ближнем к Земле крае токового слоя хвоста и могут играть ключевую роль в ее динамике.

Использование квазиadiaбатических интегралов движения [Büchner, Zelenyi, 1989] позволило развить отдельный класс моделей с самосогласованной тангенциальной магнитной компонентой  $B_x(z)$  и постоянным поперечным магнитным полем  $B_z$  [Kropotkin et al., 1997; Sitnov et al., 2000; Zelenyi et al., 2000], описывающих тип плазменных равновесий предельно малой толщины ( $L \sim \rho_L$ ) с анизотропным распределением давления. В отличие от моделей с изотропным давлением, в которых натяжение магнитных силовых линий уравнивается градиентом давления плазмы вдоль токового слоя, в анизотропных моделях силовой баланс обеспечивается силой инерции ионов, проходящих через обращенное магнитное поле токового слоя. При этом нормальная магнитная компонента  $B_z$ , которая в хвосте магнитосферы Земли является остаточной от дипольного магнитного поля планеты, предполагается постоянной в силу медленности изменения магнитного поля в X-направлении по сравнению с изменением по Z. Таким образом, двухмерность модели, необходимая для поддержания баланса в изотропных моделях с нормальной магнитной компонентой, в новом классе моделей не является необходимой — они могут описывать одномерный токовый слой, в котором для поддержания силового баланса достаточно, чтобы давление плазмы описывалось анизотропным тензором натяжений. Такие модели оказались успешными при описании тонкой структуры токового слоя в хвосте земной магнитосферы (см. обзор [Зелёный и др., 2011] и ссылки там же).

Параллельно с развитием моделей двухмерных токовых слоев с ненулевой поперечной компонентой магнитного поля  $B_z$  развивалась и кинетическая теория токовых слоев с нулевой нормальной компонентой магнитного поля  $B_z = 0$  и ненулевыми компонентами: тангенциальной  $B_x(z)$  и сдвиговой (или шировой) компонентой  $B_y(z)$  [Alpers, 1971; Lemaire, Burlaga, 1976]. Подобные модели активно использовались для описания тонких токовых структур на границе земной магнитосферы — магнитопаузы (см., например, [Lee, Kan, 1979]) и токовых слоев в солнечном ветре [de Keyser et al., 1996]. Обзор подобных равновесий сделан в работе [Roth et al., 1996].

Долгое время упомянутые выше группы равновесий для токовых слоев не пересекались между собой (т. е. не существовало моделей с учетом компонент  $B_x(z)$  и  $B_y(z)$  при постоянной  $B_z \neq 0$ ). Однако многочисленные данные спутниковых наблюдений указывают на существование подобных конфигураций. Так в хвосте земной магнитосферы часто наблюдаются так называемые вертикальные токовые слои (см. [Petrukovich et al., 2005; Runov et al., 2006]). Эти структуры представляют собой ТТС с сильной компонентой магнитного поля вдоль направления тока. При этом нормальная компонента магнитного поля не равна нулю в центре токового слоя. В окрестности X-линий в хвосте земной магнитосферы наблюдаются другие ТТС, в которых шировая компонента магнитного поля  $B_y(z)$  биполярна, т. е. равна нулю в центре токового слоя и имеет максимумы разного знака вне нейтрального слоя. Подобная структура самосогласованно поддерживается продольным током  $j_x(z)$  (см., например, работу [Runov et al., 2003]). Аналогичные конфигурации возникают и в лабораторных экспериментах [Frank et al., 2008]. В ТТС, наблюдаемых на магнитопаузе, часто обнаруживается нормальная компонента магнитного поля, связанная с процессами пересоединения магнитных силовых линий [Runov et al., 2006]. Таким образом, задача построения и исследования моделей плазменных равновесий в токовых конфигурациях с магнитным широм очень важна для интерпретации имеющихся спутниковых данных.

В рамках самосогласованных квазиadiaбатических моделей ТТС [Kropotkin et al., 1997; Sitnov et al., 2000; Zelenyi et al., 2000; Zelenyi et al., 2004], развитых

в течение последних двух десятилетий, стало возможным учесть влияние сдвигового поля [Malova et al., 2012; Artemyev, 2011; Mingalev et al., 2012]. В работе [Artemyev, 2011] симметричное относительно нейтральной плоскости распределение шировой компоненты было получено в рамках самосогласованной гибридной модели ТТС. В работе [Mingalev et al., 2012] как симметричные, так и антисимметричные конфигурации  $B_y$  были получены в рамках модели ТТС, основанной на методе крупных частиц. Предсказание о колоколообразном профиле сдвиговой магнитной составляющей было четко подтверждено экспериментальными работами [Rong et al., 2012; Petrukovich, 2011], в которых были проанализированы данные наблюдений Cluster и было показано, что магнитную  $B_y$ -компоненту можно наблюдать в ТТС даже в отсутствие глобального магнитного сдвига в солнечном ветре. В работе [Rong et al., 2011] была показана возможность колоколообразных распределений шировой компоненты в центре наблюдаемых токовых слоев. Григоренко и др. [Grigorenko et al., 2015] подробно исследовали локальную симметричную сдвиговую компоненту  $B_y$  в токовом слое внутри плазмоедов.

В настоящей работе проводится обобщение теоретических исследований структуры токовых слоев с широм магнитного поля и динамики заряженных частиц в них. В частности, для данного обзора привлечены результаты работ [Mingalev et al., 2012; Malova et al., 2012], а также используются и новые результаты (разделы 11 и 12). В работе представлены две взаимно дополняющие модели тонких токовых слоев: аналитическая (основанная на решении системы уравнений Власова–Максвелла [Zelenyi et al., 2004] и численная, основанная на методе крупных частиц [Мингалев и др., 2007; Мингалев и др., 2009]. Первая из этих моделей является гибридной, где ионы учитываются в кинетическом приближении, а электроны — в жидкостном. Во второй, численной модели электроны считаются нейтрализующим холодным фоном и явно не учитываются, однако эта модель применяется только в тех исследованиях, где электростатические эффекты не играют решающей роли.

Цель настоящей работы — исследование самосогласованных токовых равновесий в присутствии глобальной (внешней) и локальной (внутренней) сдвиговых магнитных компонент, анализ механизмов их формирования, сходства и различия. Рассматриваются несколько основных конфигураций ТТС: 1) базовая, когда магнитный сдвиг  $B_y$  в системе не учитывается, 2) с учетом глобального магнитного шира ( $B_y^E = \text{const}$ ), 3) с учетом самосогласованных поперечной и продольной компонент плотности тока  $j_x(z)$ ,  $j_y(z)$  (и, соответственно, тангенциальной  $B_x(z)$  и сдвиговой  $B_y(z)$  компонент магнитного поля); 4) смешанная, где учтен вклад от самосогласованного тока  $j_x(z)$ , поддерживающего магнитную сдвиговую компоненту  $B_y(z)$ , и от крупномасштабной магнитной компоненты  $B_y^E = \text{const}$ , происходящей за счет проникновения внутрь магнитосферы сдвигового магнитного поля солнечного ветра. Полученные результаты анализируются и сравниваются, что дает возможность сделать выводы о механизмах деформации токовых слоев в присутствии шировой магнитной компоненты. Исследование структуры ТТС в присутствии различных сдвиговых конфигураций позволяет использовать данные модели для интерпретации имеющихся спутниковых наблюдений.

## 2. Динамика частиц в токовом слое с неадиабатическими ионами

Рассмотрим движение ионов в базовой конфигурации ТТС без магнитной сдвиговой компоненты. Поскольку толщина токового слоя порядка ионного гирорадиуса, для электронов токовый слой является «толстым», поэтому движение электронов можно рассматривать в рамках МГД-подхода или в приближении ведущего центра.

В отличие от электронов, ионы в центре токового слоя не являются замагниченными, а движутся по «серпантинным» траекториям в поперечном магнитном поле  $B_z$ , отражаясь от областей  $z \approx \pm L_z/2$ , где магнитное поле  $B_x(L_z/2)$  становится уже достаточно сильным (см. рис. 2).

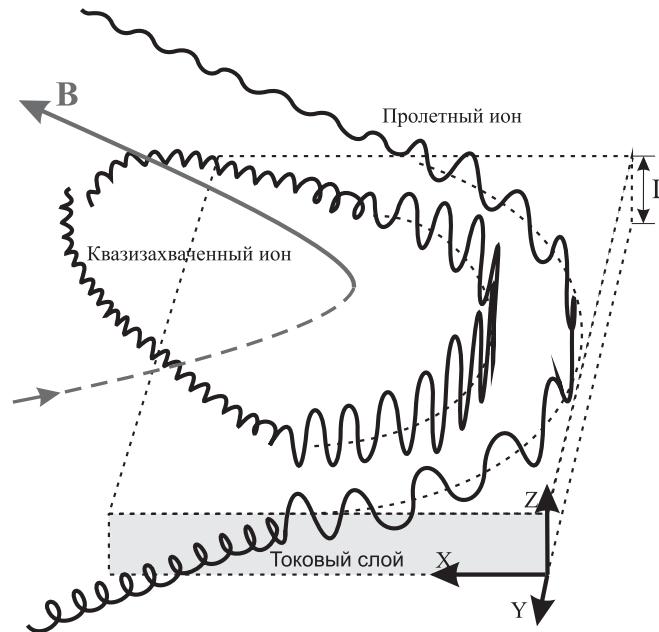


Рис. 2. Схематическое изображение двух характерных траекторий пролетного (так называемого, спейсеровского) и квазизахваченного ионов, перемещающихся между северным и южным полушариями. Вблизи нейтральной ( $B_x(z)|_{z=0} = 0$ ) плоскости, после пересечения сепаратрисы движения ионы размагничиваются и движутся вдоль серпантинной орбиты, вращаясь в магнитном поле  $B_z$ . После второго пересечения сепаратрисы пролетная частица покидает токовый слой и уходит на бесконечность, а квазизахваченная остается внутри слоя, двигаясь по квазизамкнутой орбите [Daughton, Karimabadi, 2005]

В отличие от пролетных (спейсеровских) ионов, квазизахваченные частицы вблизи нейтральной области могут испытывать многократные скачки адиабатического инварианта движения  $I_z$ : в процессе осцилляций они возвращаются к плоскости токового слоя. Термин «квази» к процессам захвата используется, чтобы подчеркнуть, что время жизни захваченной частицы является ограниченным. Процессы рассеяния адиабатических инвариантов способствуют спонтанному переходу частиц из пролетных в захваченные вблизи токового слоя [Daughton, Karimabadi, 2005]. Различие между пролетными и квазизахваченными неадиабатическими ионами ярко проявляется в направлении поддерживаемых ими локальных токов, что иллюстрирует рис. 3 со схематическим изображением элементов квазиадиабатической орбиты в нейтральной плоскости. Спейсеровский ион, движущийся по траектории, отмеченной штриховой линией, поддерживает положительный ток в центре токового слоя. Спейсеровские частицы, наряду с электронами, являются носителями тока в ТТС. В то же время квазизахваченный ион, траектория которого показана сплошной линией, движется в центре ТС по сильно петляющей серпантинной орбите. Как можно видеть из рис. 3, создаваемый им локальный ток отрицателен в центре и положителен на периферии. Поскольку захваченные ионы, в отличие от спейсеровских, движутся по

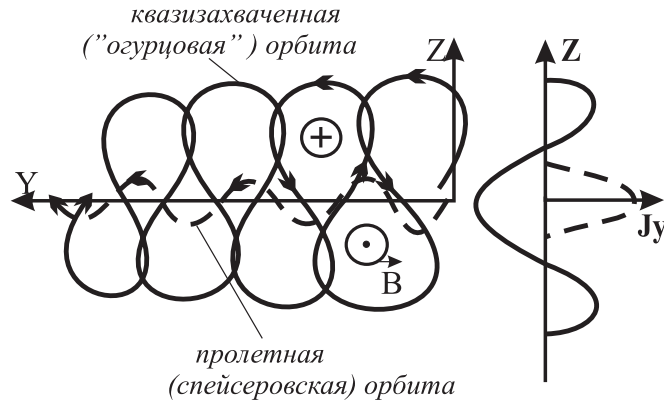


Рис. 3. Элементы квазиadiaбатической «серпантинной» [Zelenyi et al., 2010; Daughton, Karimabadi, 2005] (сплошная линия) и спейсеровской (штриховая линия) траекторий в центре токового слоя. Справа схематически изображены соответствующие локальные плотности токов  $J_y(z)$

замкнутым траекториям, полный ток, создаваемый этими частицами, нулевой. Однако влияние захваченной плазмы может быть существенным и вызывать локальное перераспределение тока, если плотность этой популяции в плазме достаточно велика.

Изменение типа движения с «винтового» на «серпантинное» сопровождается скачком адиабатического инварианта движения  $I_z = (m/2\pi) \oint v_z dz$ , который был ранее оценен в работах [Büchner, Zelenyi, 1989; Daughton, Karimabadi, 2005] как  $\Delta I_z \sim \kappa$  (где  $\kappa = \sqrt{R_{\min}/\rho_{L\max}}$  — параметр адиабатичности,  $R_{\min}/\rho_{L\max}$  — отношение минимального радиуса кривизны силовой линии к максимальному среднему ларморовскому радиусу). В сильно вытянутой магнитной конфигурации магнитосферного хвоста ионный параметр  $\kappa \ll 1$ , а скачки инвариантов движения малы по сравнению с их величинами, т. е.  $\Delta I_z \ll I_z$ , поэтому движение ионов можно считать квазиadiaбатическим, с приближенным сохранением  $I_z$ .

В разделах 3–6 мы подробно рассмотрим основные положения аналитической и численной моделей, где была учтена глобальная сдвиговая компонента магнитного поля, а также сравним и проанализируем полученные результаты. В разделах 7–11 будут описаны основные типы самосогласованных решения для сдвиговой компоненты магнитного поля  $B_y(z)$ : симметричные, антисимметричные и асимметричные конфигурации. Раздел 12 посвящен исследованию параметрической области притяжения самосогласованных решений, раздел 13 — механизмам самосогласованного формирования симметричного магнитного сдвига в токовом слое. В Заключение обсуждаются возможности применения полученных результатов к объяснению наблюдательных данных.

### 3. Основные допущения и уравнения аналитической кинетической модели

В одномерной модели токового слоя рассматриваются три компоненты магнитного поля  $\mathbf{B} = \{B_x(z), B_y, B_z\}$  (где  $B_x(z)$  меняет знак в экваториальной плоскости  $Z = 0$ ; шировая и нормальная компоненты магнитного поля считаются постоянными). Плазменное равновесие в токовом слое поддерживается за счет баланса между натяжением силовых линий магнитного поля и конечной инерцией ионов [Zelenyi et al., 2000]. При построении данной модели сделаны следующие общие предположения.

1. Токовый слой поддерживается взаимопроникающими потоками плазмы, поступающими в токовый слой из северного и южного источников плазмы (магнитосферной мантии), как это показано на рис. 4. Плазменные потоки могут возвращаться обратно или проходить через токовый слой после взаимодействия с нейтральным слоем (ниже мы будем называть эти частицы отраженными и преломленными соответственно).

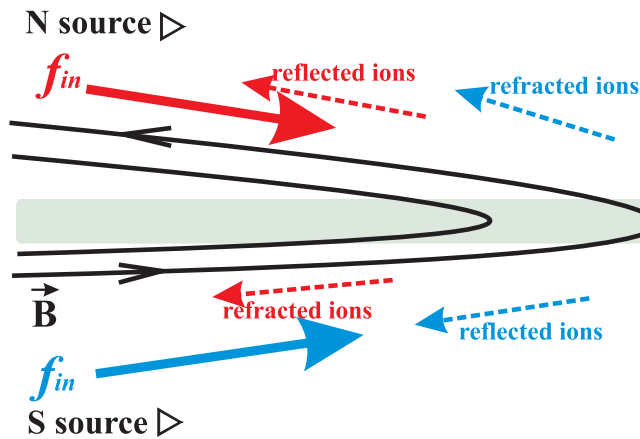


Рис. 4. Схема модели: поток частиц из северного (N) и южного (S) источников отражается от нейтрального слоя или преломляется и проходит на другую сторону (направления потоков показаны, соответственно, синими и красными стрелками). Асимметричная конфигурация токового слоя формируется вследствие асимметричного рассеяния частиц на нем

2. В конфигурации с внешним шировым магнитным полем его величина  $B_y^E$  считается меньше, чем  $B_x(L)$  на краях слоя, в результате чего магнитное поле в нейтральной плоскости недостаточно сильное, чтобы полностью замагнитить ионы. Часть ионной популяции, которая в нейтральном слое размагничивается и после взаимодействия с ТС уходит в конус потерь рассматривается в качестве популяции основных носителей тока.

3. Ионная популяция состоит из двух основных типов частиц: спейсеровских частиц, т. е. ионов на открытых траекториях, и квазизахваченных ионов, движущихся вдоль квазизамкнутых траекторий (полностью захваченные частицы не учитываются); при движении таких частиц приближенно сохраняется квазиadiaбатический интеграл движения  $I_z = \frac{m}{2\pi} \oint v_z dz$  [Sonnerup, 1971; Whipple et al., 1986; Büchner, Zelenyi, 1989]. Квазизахваченные ионы не могут переносить полный ток через слой, но могут его локально перераспределять таким образом, что токовый слой может существенно утолщаться, а профиль плотности плазмы может становиться двугорбым с локальным минимумом плотности тока в нейтральной плоскости.

4. ТТС является «толстым» по сравнению с электронными ларморовскими радиусами, таким образом, можно для их описания применить жидкостное приближение. Предполагается, что электроны достаточно быстро распределяются вдоль магнитных силовых линий, чтобы обеспечивать квазинейтральность, и их распределение можно считать болцмановским [Zelenyi et al., 2004]. Дрейфовое движение электронов достигает максимума в нейтральной плоскости из-за дрейфа кривизны (в области с минимальной кривизной магнитных силовых линий в нейтральной плоскости [Zelenyi et al., 2004]).

5. В системе выполняется условие квазинейтральности  $n_i \approx n_e$ , что позволяет учесть электростатические эффекты. Крупномасштабное электрическое поле  $E_y$  устраняется из системы уравнений переходом к системе отсчета де Хоффманна–Теллера, движущейся к Земле со скоростью  $v_{dHT} = cE_y/B_z$ . Компонента амбиполярного электростатического поля  $E_z(z)$ , возникающая из-за разности в динамике электронов и ионов, учитывается, в отличие от компоненты  $E_x = 0$ , равной нулю в одномерной модели токового слоя [Zelenyi et al., 2010].

Важнейшим вопросом при решении системы уравнений Власова–Максвелла является форма функции распределения пролетной плазмы. Обозначим функции распределения частиц, приходящих из северного и южного полушарий через  $f_1$  и  $f_2$ ; коэффициенты отражения частиц равны  $r_1$  и  $r_2$  соответственно. Тогда распределение спейсеровских ионов в каждом полушарии имеет вид

$$f_{z>0} = \begin{cases} f_1, & v_{II} < 0, \\ r_1 f_1 + (1 - r_2) f_2, & v_{II} > 0, \end{cases} \quad (1)$$

$$f_{z<0} = \begin{cases} r_2 f_2 + (1 - r_1) f_1, & v_{II} < 0, \\ f_2, & v_{II} > 0. \end{cases} \quad (2)$$

Функции распределения ионов на краях токового слоя выбраны в форме смещенных максвелловских распределений

$$f_{1,2}(\mathbf{v}) = \frac{n_{01,2}}{(\sqrt{\pi} v_{T1,2})^3 (1 + \operatorname{erf}(\varepsilon_{1,2}))} \exp \left\{ -\frac{(v_{\parallel} \pm v_{D1,2})^2 + v_{\perp}^2}{v_{T1,2}^2} \right\} dv. \quad (3)$$

Здесь мы используем следующие обозначения:  $\varepsilon_{1,2} = v_{D1,2}/v_{T1,2}$ , где  $v_{T1,2}$  и  $v_{D1,2}$  — тепловая и потоковая скорости плазмы в северном и южном полушариях соответственно; знаки «+» и «−» соответствуют потокам в отрицательном ( $v_{II} < 0$ ) и положительном ( $v_{II} > 0$ ) направлениях вдоль  $X$ -координаты. Ниже мы предполагаем, что источники плазмы равны, т. е.  $n_{01} = n_{02} \equiv n_0$ ,  $v_{D1} = v_{D2} \equiv v_D$ ,  $v_{T1} = v_{T2} \equiv v_T$ ,  $\varepsilon_{1,2} \equiv \varepsilon$ , а коэффициенты  $r_1$  и  $r_2$  различны, что показано на рис. 4. Значения коэффициентов преломления равны  $1 - r_1$  и  $1 - r_2$  соответственно. Коэффициенты  $r_1$  и  $r_2$  являются внешними в модели, их значения могут быть взяты из численной модели, которая представлена ниже. Построение системы уравнений для тонкого токового равновесия подробно описано в работе [Zelenyi et al., 2004]. В настоящей статье мы представляем обобщение системы стационарных уравнений Власова–Максвелла в виде

$$\begin{aligned} \frac{df_{1,2}(\mathbf{v}, z)}{dz} &= 0, \\ \frac{dB_x}{dz} &= \frac{4\pi}{c} \left\{ \int_{V^3} v_y [f_{z>0}(\mathbf{v}, z) + f_{z<0}(\mathbf{v}, z) + f_{\text{trap}}(\mathbf{v}, z)] d^3v + j_e(z) \right\}, \quad (4) \\ B_x(z)|_{z=L} &= B_0, \quad \varphi(z)|_{z=L} = 0, \end{aligned}$$

где  $B_0$  — величина магнитного поля вне ТС,  $\varphi$  — электростатический потенциал,  $j_e$  — электронная плотность тока, и  $f_{z>0}$  и  $f_{z<0}$  определяются уравнениями (1), (2), функции распределения пролетных ионов имеют вид (3). Для простоты функцию распределения квазизахваченной плазмы  $f_{\text{trap}}(\mathbf{v}, z)$  выберем независимой от положения источника; обычно функция распределения имеет форму теплового максвелловского распределения  $f_{\text{trap}} \sim \exp\{-v^2/v_{T1,2}^2\}$  и сшивается вместе со спейсеровской функцией распределения при значении квазиadiaбатического инварианта  $I_z = mv_0^2/\omega_0$ , которое разделяет пролетные и квазизахваченные частицы в фазовом пространстве инвариан-

тов  $I_z$  [Zelenyi et al., 2000]. Так как сшивка функций распределения осуществляется в области больших инвариантов движения [Zelenyi et al., 2004], т. е. на «хвосте» функции распределения, где плотность частиц уменьшается, плотность квазизахваченной плазмы мала по сравнению со спейсеровскими частицами. Третье уравнение в (4) представляет собой граничные условия для магнитного и электростатического потенциалов.

С учетом интегралов движения в присутствии  $B_y \neq 0$ , квазиadiaбатический инвариант  $I_z = \frac{m}{2\pi} \oint v_z dz = \frac{m}{2\pi} \oint \sqrt{v^2 - (2e/m)\varphi - v_x^2 - v_y^2} dz$  вне ТС можно представить в виде

$$I_z = \frac{2m}{\pi} \int_{z_0}^{z_1} \left\{ v^2 + \frac{2e}{m}(\varphi(z) - \varphi(z')) - \left( v_x - \frac{e}{mc} B_y(z - z') \right)^2 - \left( v_y + \frac{e}{mc} \int_{z'}^z B_x(z'') dz'' \right)^2 \right\}^{1/2} dz. \quad (5)$$

Пределы интегрирования по  $z$  интеграла определяются как решения уравнения, где подкоренная функция обращается в 0

$$-\frac{e}{mc} \int_z^{z_{0,1}} B_x(z'') dz'' = v_y \pm \sqrt{v^2 + \frac{2e}{m}(\varphi(z) - \varphi(z_{0,1})) - \left( v_x + \frac{e}{mc} B_y(z - z_{0,1}) \right)^2}. \quad (6)$$

С дополнительным условием: в случае, если решение  $z_0 < 0$ , то его следует положить равным нулю ( $z_0 = 0$ ) в уравнении (5).

Используя соотношение, которое связывает магнитный момент частицы  $\mu \equiv mv_{\perp}^2/2B_0$  и адиабатический инвариант  $I_z$  вне ТТС  $\mu = (e/2mc)I_z$ , можно переписать функцию распределения источников в терминах инвариантов движения  $\{v_0, I_z\}$  ( $v_0 = \sqrt{2W_0/m}$ ,  $W_0$  — полная энергия частиц), и продлить эту функцию во все пространство с помощью теоремы Лиувилля [Zelenyi et al., 2000]

$$f_{1,2}(\mathbf{v}) = \frac{n_0}{(\pi v_T)^3 (1 + \text{erf}(\varepsilon^{-1}))} \exp \left\{ - \left[ \left( \sqrt{v_0^2 - \frac{\omega_0}{m} I_z - \frac{2e}{m} \varphi} \pm v_D \right)^2 + \frac{\omega_0}{m} I_z \right] v_T^{-2} \right\}. \quad (7)$$

Этот подход также используется для преобразования функции распределения квазизахваченной плазмы. Второе уравнение в (4) может быть преобразовано к нелокальному уравнению токового равновесия, которое представляет собой уравнение типа Грэда–Шафранова

$$\frac{dB_x}{dz} = \frac{4\pi}{c} \left\{ \int_{V^3} v_y [f_{z>0}(W_0(\mathbf{v}), I_z(\mathbf{v}, z)) + f_{z<0}(W_0(\mathbf{v}), I_z(\mathbf{v}, z)) + f_{\text{trap}}] d^3v + j_e(z) \right\}. \quad (8)$$

Электроны рассматриваются аналогично работе [Zelenyi et al., 2004], в жидкостном приближении, с учетом анизотропии электронного давления. Вследствие наклона магнитного поля к экваториальной плоскости из-за присутствия ненулевой  $B_y$ -компоненты с углом наклона  $\alpha = \text{arctg}(B_y/B_z)$ , электрический ток  $j_{\perp}$  в системе должен появиться благодаря электронному дрейфу в направлении ортогональному к магнитной поверхности. Мы предполагаем, что амбиполярное электрическое поле поддерживает параллельный ток  $j_{\parallel}$ , нейтрализующий токи электронного дрейфа и, вследствие этого, полный ток  $j_z = -j_{\perp} \sin \alpha + j_{\parallel} \cos \alpha$  должен исчезнуть ( $j_z = 0$ ,



здесь  $j_{\perp}$  — электронный дрейфовый ток, перпендикулярный силовым линиям магнитного поля). Таким образом, с учетом этого замечания, выражение для электронного тока в уравнениях (9) и (13) рассчитывается как  $j_e = j_{\perp} \cos \alpha + j_{\parallel} \sin \alpha = j_{\perp} / \cos \alpha$ .

#### 4. Расчет электронных токов: полужидкостный подход

В отличие от неадиабатической динамики ионов в токовом слое, электронная компонента предполагается полностью замагниченной. Таким образом, дрейфовые электронные токи в системе уравнений (4) могут быть рассмотрены в рамках полужидкостного приближения, описание которого приведено в статье [Petrukovich et al., 2005]. Кратко обозначим основные предположения модели и вывод основных уравнений. В общем виде уравнение движения электронов в полужидкостном приближении с учетом зеркальной силы имеет вид

$$m_e \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -e \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{u}_e \times \mathbf{B}] \right) - \frac{\operatorname{div} \hat{\mathbf{P}}_e}{n_e} - \mu \nabla B,$$

где  $m_e$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $\mathbf{u}_e$  и  $n_e$  — электронная гидродинамическая скорость и концентрация,  $B = |\mathbf{B}|$ ,  $\mu$  — средний магнитный момент электронов,  $\hat{\mathbf{P}}_e$  — электронный тензор давлений. Будем считать электроны жидкостью с гиротропным тензором давлений

$$\hat{\mathbf{P}}_e = p_{e\perp} \hat{\mathbf{I}} + (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \mathbf{b} \otimes \mathbf{b},$$

где  $\hat{\mathbf{I}}$  — единичный тензор,  $\mathbf{b} \otimes \mathbf{b}$  — диадный тензор, образованный единичным вектором вдоль магнитного поля  $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ . Тогда

$$\operatorname{div} \hat{\mathbf{P}}_e = \nabla_{\perp} p_{e\perp} + (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) (\mathbf{b}, \nabla) \mathbf{b} + (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \mathbf{b} \operatorname{div} \mathbf{b} + (\mathbf{b}, \nabla p_{e\parallel}) \mathbf{b}$$

и из уравнения движения с учетом равенства  $\operatorname{div} \mathbf{b} = -(\mathbf{b}, \nabla B)/B$  получается следующее уравнение вдоль магнитных силовых линий:

$$m_e \frac{d\mathbf{u}_{e\parallel}}{dt} = -e \mathbf{E}_{\parallel} - \frac{\nabla_{\parallel} p_{e\parallel}}{n_e} + \frac{1}{n_e} (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \nabla_{\parallel} (\ln B) - \mu \nabla_{\parallel} B, \quad (9)$$

где  $\mathbf{E}_{\parallel} = -\nabla_{\parallel} \Phi(z)$ ,  $\Phi(z)$  — электростатический потенциал. Плотность ортогональной магнитному полю компоненты тока замагниченных электронов согласно дрейфовой теории для рассматриваемого случая в нулевом приближении определяется формулой

$$\mathbf{j}_{e\perp} = -en_e c \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{b}]}{B} + \frac{c}{B} [\mathbf{b} \times \nabla_{\perp} p_{e\perp}] + \frac{c}{B} (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) [\mathbf{b} \times (\mathbf{b}, \nabla) \mathbf{b}]. \quad (10)$$

Если пренебречь массой электрона, использовать уравнения состояния

$$p_{e\parallel} = n_e T_{e\parallel}, \quad p_{e\perp} = n_e T_{e\perp} \quad (11)$$

и считать электроны изотермическими,  $T_{e\perp} = \text{const}$ ,  $T_{e\parallel} = \text{const}$ , то уравнение (9) можно записать в виде

$$T_{e\parallel} \nabla_{\parallel} (\ln n_e) = e \nabla_{\parallel} \Phi + (T_{e\parallel} - T_{e\perp}) \nabla_{\parallel} (\ln B) - \mu \nabla_{\parallel} B. \quad (12)$$

Интегрирование уравнения (12) от  $z$  до  $+\infty$  с учетом условия квазинейтральности

$$n_e(z) = n_1(z) + n_2(z), \quad (13)$$

условий на бесконечности в (8) и предположения  $\mu = \text{const}$  дает равенство

$$T_{e\parallel} \ln \frac{n_0}{n_e(z)} = e (\Phi_0 - \Phi(z)) + (T_{e\parallel} - T_{e\perp}) \ln \frac{B_0}{B(z)} - \mu (B_0 - B(z)), \quad (14)$$

которое можно представить в форме, аналогичной больцмановскому распределению для изотермических электронов

$$\frac{n_e(z)}{n_0} = \left( \frac{B(z)}{B_0} \right)^{(1-T_{e\perp}/T_{e\parallel})} \exp \left\{ \frac{e(\Phi(z) - \Phi_0) - \mu(B(z) - B_0)}{T_{e\parallel}} \right\}. \quad (15)$$

Таким образом, в модели для учета электронов вводятся три дополнительных входных параметра  $T_{e\perp}$ ,  $T_{e\parallel}$ ,  $\mu$  и стационарный токовый слой описывается системой уравнений (8), (10)–(13).

## 5. Результаты: ТТС в присутствии постоянного магнитного поля

Ниже мы представляем результаты исследования рассеяния  $2 \cdot 10^4$  ионов, полученные методом трассирования, в токовом слое с постоянной сдвиговой магнитной компонентой  $B_y/B_z = \text{const}$ . Энергии частиц распределены в соответствии с распределением Максвелла. Отношение  $B_y/B_z$  в системе менялось параметрически при фиксированном значении тангенциальной компоненты  $B_{x0} \simeq 20$  нТл на краях токового слоя. Определим коэффициент отражения частиц  $r$  как отношение числа частиц, возвращающихся к источнику к общему числу запущенных из источника частиц. Зависимость коэффициента отражения частиц от ТТС в зависимости от положения источника в северной или южной полусферах показано на рис. 5. Мы видим, что при отсутствии сдвиговой компоненты ( $B_y = 0$ ) коэффициенты отражения частиц, идущих из северного и южного источников плазмы, практически одинаковы  $r \approx 0.67$ .

Рис. 5 демонстрирует, что при ненулевом сдвиговом поле коэффициент отражения ионов, идущих из северного источника, практически не зависит от величины отношения  $B_y/B_z$ , в то же время коэффициент  $r$  для частиц из южного источника убывает обратно пропорционально величине  $B_y/B_z$ , достигая значения 0.3 при  $B_y/B_z \approx 1.5$ . Трассирование частиц показывает, что динамика ионов, приходящих из южного источника, имеет иной характер, чем для северного источника. При увеличении шировой компоненты ионы из северной полусферы рассеиваются так же, как и для случая  $B_y = 0$ , в то время как приходящие из южной полусферы частицы проходят через токовый слой без какого-либо рассеяния или захвата в токовом слое

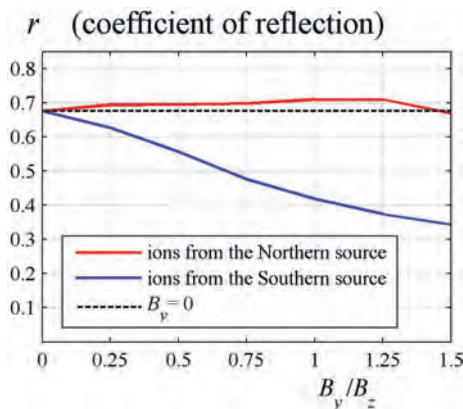


Рис. 5. Коэффициент отражения ионов от токового слоя в зависимости от отношения сдвиговой и нормальной компонент магнитного поля и положения источников плазмы в северной и южной полусферах. Расчеты осуществлялись при  $B_{z0}/B_{x0} = 0.2$

и переходят в противоположное полушарие. Это говорит о том, что наличие шира магнитного поля в токовом слое неизбежно должно приводить к формированию его асимметричной структуры.

Механизмы подобной асимметрии были рассмотрены в работе [Northrop, 1963] для случая, когда применимо приближение ведущего центра. Асимметрия рассеяния была объяснена для таких систем в работе [Delcourt et al., 2000] через возмущения движения частиц импульсной центробежной силой, действующей в окрестностях нейтральной плоскости. Ненулевые величины сдвигового поля  $B_y$  в токовом слое приводят к повороту импульсной центробежной силы в плоскости вращения. В результате неадиабатическое поведение частиц должно либо ослабляться, либо усиливаться, в зависимости от того, приходит частица из северного или южного полушарий. Так, ионы, приходящие из противоположных полушарий, ведут себя различным образом, испытывая большие или меньшие скачки магнитных моментов в зависимости от направления распространения.

## 6. Результаты самосогласованных расчетов в ТТС при $B_{y0} = \text{const}$

Мы использовали в наших расчетах зависимость коэффициентов отражения ионов от отношения  $B_{y0}/B_{x0}$ , показанную на рис. 5. Коэффициент отражения  $r_1$  был выбран постоянным во всех расчетах и равным 0.7. Коэффициент  $r_2$  линейно уменьшался от 0.7 при  $B_{y0}/B_{x0} = 0.0$  до  $r_2 = 0.3$  при  $B_{y0}/B_{x0} = 0.3$  (что соответствует  $B_{y0}/B_{z0} = 1.5$  при  $B_{z0}/B_{x0} = 0.2$  в численной модели, которую мы рассмотрим ниже). Были использованы безразмерные переменные  $\zeta = z\omega_0/\varepsilon^{4/3}V_D$  —  $z$ -координата,  $b_{x,y,z} = B_{x,y,z}/B_0$  — магнитное поле,  $n = \tilde{n}/N_0$  — плотность плазмы и  $\tilde{j} = J/en_0v_D\varepsilon^{2/3}$  — плотность тока,  $B_0 = \sqrt{B_{x0}^2 + B_{y0}^2 + B_{z0}^2}$  — полное магнитное поле на границе ТТС,  $\omega_0 = eB_0/mc$  — гирочастота,  $\varepsilon = v_T/v_D$  — параметр анизотропии потока,  $N_0$  — полная плотность плазмы на краях ТС [Zelenyi et al., 2004]. Расчеты представлены ниже в безразмерном виде.

Рис. 6 демонстрирует самосогласованные профили нормированной плотности тока  $j_y(z)$  и магнитной компоненты  $B_x(z)$  при различных значениях  $B_y$ , рассчитанных в рамках модели (9)–(14) с учетом электростатических эффектов. На рис. 7 показан соответствующий профиль плотности плазмы. Можно выделить несколько физических эффектов: первый — это асимметрия профилей плотности плазмы в направлении «север–юг», которая зависит от величины сдвигового магнитного поля. Разница плотности плазмы обусловлено различными коэффициентами отражения плазмы в зависимости от величины  $B_y$ . Профили плотности тока и магнитного поля в ТТС тоже имеют асимметрию. Механизм их образования близок механизму, описанному в более ранней работе [Zelenyi et al., 2010], касающейся асимметрии источников плазмы. Из-за серпантинного движения ионов в нейтральной плоскости спейсеровские ионы поддерживают практически симметричный колоколообразный профиль плотности тока. На краях ТС частицы движутся в непересекающем режиме, они испытывают существенный диамагнитный дрейф в отрицательном  $Y$ -направлении. Поэтому на краях ТС можно наблюдать небольшие отрицательные токи, так называемые «диамагнитные крылья» [Zelenyi et al., 2000]. В северном полушарии ( $Z > 0$ ) плотность плазмы больше, чем в южном, поэтому часть полного тока компенсируется значительными отрицательными диамагнитными токами. Второй эффект появляется из-за электронных токов, которые связаны с током кривизны и сильно зависят от величины  $B_y$  в центре ТТС, где кривизна силовых линий магнитного поля уменьшается в присутствии сдвиговой компоненты. Электронные токи практически

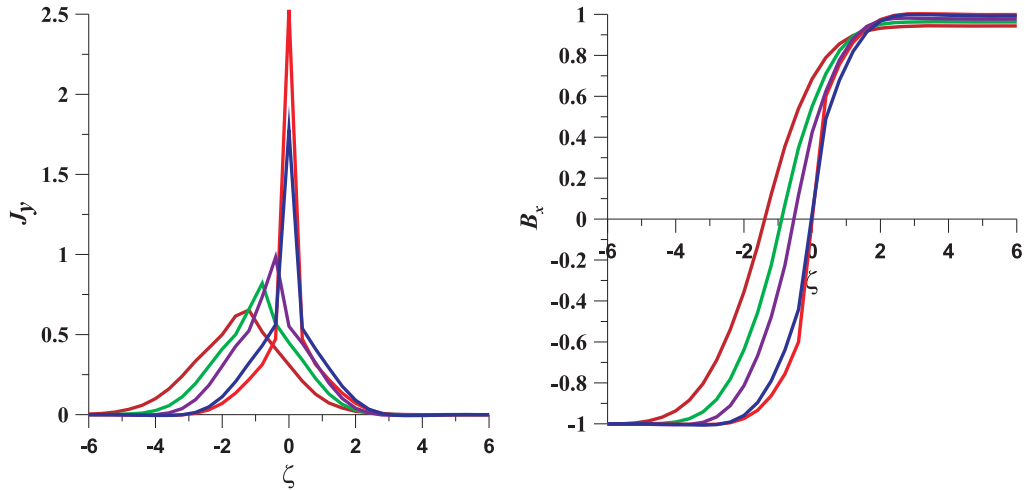


Рис. 6. Безразмерное магнитное поле, плотности тока и плазмы в ТТС для разных величин сдвигового магнитного поля  $B_y$  и значения параметра  $\varepsilon = 0.1$ . Профили для  $B_y/B_x = 0.0$  обозначены красным цветом, 0.1 — синим, 0.2 — фиолетовым, 0.3 — зеленым, 0.4 — коричневым

исчезают при значениях  $B_{y0}/B_{x0} \geq 0.3$ , профиль плотности тока в ТТС утолщается и становится более гладким при больших значениях ширового магнитного поля. Когда электронные токи практически равны нулю, в ТТС наблюдается эффект утолщения ТС и доминирования ионных токов [Malova et al., 2012]. Эффект утолщения ТС обусловлен геометрическим фактором: в присутствии шировой магнитной компоненты нейтральная плоскость наклоняется, а ионы размагничиваются раньше, чем достигают нейтральной плоскости  $z = 0$ . Вследствие этого ширина плотности тока в проекции на ось  $Z$  становится больше.

Ниже мы проводим сравнение полученных результатов с результатами численной модели, основанной на методе крупных частиц.

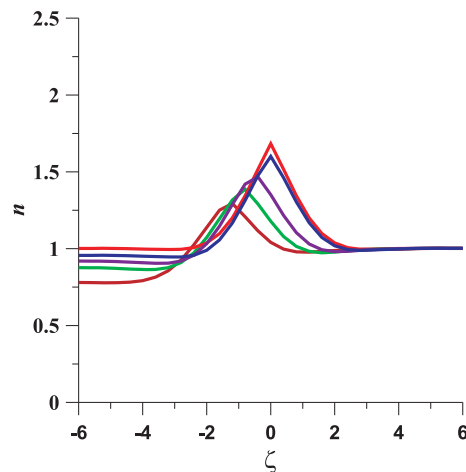


Рис. 7. Самосогласованные профили плотности плазмы в ТТС при разных значениях сдвигового поля; все обозначения такие же, как и на предыдущем рисунке

## 7. Основы численной модели ТТС

Для исследования равновесных ТТС используется численная модель, основанная на методе крупных частиц, одномерная по пространству и трехмерная по скоростям (т. е. ее размерность 1D3V). В модели делаются следующие предположения.

1. Носители тока в слое — ионы. Поскольку нас интересуют, главным образом, эффекты уширения токовых слоев и формирования асимметрии, которые проявляются на ионных масштабах, в целях экономии вычислительных ресурсов и времени счета, электроны в модели рассматриваются как холодный нейтрализующий фон.

2. Токовый слой в системе координат GSM находится в области  $\{|z| < L\}$ , однороден в направлениях «Земля–Солнце» (ось  $X$ ) и «утро–вечер» (ось  $Y$ ), т. е. все функции зависят только от координаты  $z$ .

3. Магнитное поле в слое имеет три компоненты:  $B_x(z)$  и  $B_y$  (которая может быть как самосогласованной, так и постоянной), а также постоянную компоненту  $B_z$ , которая рассматривается как заданное внешнее поле. В некоторых расчетах компонента  $B_y(z)$  может рассматриваться как сумма самосогласованной части  $B_y^S(z)$  и внешнего постоянного поля  $B_y^E$ :  $B_y(z) = B_y^S(z) + B_y^E$ .

Таким образом, магнитное поле и плотность тока в ТТС имеют вид

$$\begin{aligned}\mathbf{B}(z) &= B_x(z)\mathbf{e}_x + B_y(z)\mathbf{e}_y + B_z\mathbf{e}_z, \\ \mathbf{j}(z) &= j_x(z)\mathbf{e}_x + j_y(z)\mathbf{e}_y.\end{aligned}\quad (16)$$

Выше и ниже области  $\{|z| < L\}$  магнитное поле считается постоянным

$$\mathbf{B}|_{z \geq L} = B_x(L)\mathbf{e}_x + B_y^E\mathbf{e}_y + B_z\mathbf{e}_z, \quad \mathbf{B}|_{z \leq -L} = B_x(-L)\mathbf{e}_x + B_y^E\mathbf{e}_y + B_z\mathbf{e}_z. \quad (17)$$

Граничные значения  $x$ -компоненты  $B_x(\pm L)$  определяются через ее изменение в слое  $\Delta B_x = B_x(L) - B_x(-L)$  и изменение в слое  $zz$ -компоненты тензора напряжений  $\Delta \Pi_{z,z} = \Pi_{z,z}(L) - \Pi_{z,z}(-L)$  соотношениями

$$B_x(\pm L) = \mu_0 \frac{\Delta \Pi_{z,z}}{\Delta B_x} \pm \frac{1}{2} \Delta B_x, \quad (18)$$

которые вытекают из приведенного ниже условия силового баланса по оси  $Z$ . Отметим, что плотность тока  $\mathbf{j}(z)$  и компоненты тензора напряжений  $\hat{\Pi}(z)$  определяются через функцию распределения протонов  $f(z, \mathbf{v})$  следующими формулами:

$$\mathbf{j}(z) = e \int_{\mathbb{R}^3} \mathbf{v} f(z, \mathbf{v}) d^3 \mathbf{v}, \quad \Pi_{i,k}(z) = m_p \int_{\mathbb{R}^3} v_i v_k f(z, \mathbf{v}) d^3 \mathbf{v}, \quad (19)$$

где  $e$  — заряд, а  $m_p$  — масса протона.

4. Все расчеты ведутся в системе координат де Хоффмана–Теллера, в которой внешнее электрическое поле  $E_y$  равно нулю. Эта система движется к Земле вдоль оси  $X$  с постоянной скоростью  $v_0 = E_{y0}/B_z$ , где  $E_{y0}$  — электрическое поле поперек хвоста вдоль оси  $Y$  в системе отсчета, связанной с центром Земли.

5. Слой поддерживается встречными потоками плазмы, которые движутся вдоль силовых линий магнитного поля от границы области расчетов к ее центру. Функции распределения в потоках плазмы на границе области расчетов имеют вид смещенного распределения Максвелла со средней скоростью  $\mathbf{U}(z) = -zV_D \mathbf{b}(z)/|z|$  (где  $\mathbf{b}(z) = \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$  — единичный вектор вдоль магнитного поля), которая имеет величину  $V_D$

и направлена вдоль силовых линий магнитного поля в сторону слоя

$$f_{(\pm)}(z, \mathbf{v}) = f_0(z, \mathbf{v}, n_{(\pm)}, T_0, V_D) = \frac{n_{(\pm)}}{(V_T \sqrt{2\pi})^3} \exp\left(-\frac{|\mathbf{v} - \mathbf{U}(z)|^2}{2V_T^2}\right). \quad (20)$$

Здесь индекс (+) обозначает поток сверху (от северного источника), а индекс (–) – поток снизу (от южного источника),  $n_{(\pm)}$  – концентрация,  $T_0$  – температура протонов,  $V_T = \sqrt{eT_0/m_p}$  – тепловая скорость протонов в этих потоках.

Функция распределения в потоках на границе  $f_0(z, \mathbf{v}, n_{(\pm)}, T_0, V_D)$  задается в численных расчетах с помощью генерации  $N_g = 3 \cdot 2^{17}$  модельных макрочастиц с 16-ю уровнями энергии на пространственном масштабе двух узлов сетки с центром в точках  $|z| = 1.5L$ . Дискретная функция распределения имеет те же значения моментов по скоростям до второго порядка включительно, что и исходное распределение Максвелла.

В рамках сделанных предположений токовый слой описывается стационарным пространственно одномерным уравнением Власова для протонов

$$v_z \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{e}{m_p} \left( [\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} \right) = 0 \quad (21)$$

и пространственно одномерным уравнением Ампера  $\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ , которое приводит к следующим уравнениям для самосогласованных компонент  $B_x(z)$  и  $B_y(z)$  магнитного поля:

$$\frac{dB_x}{dz} = \mu_0 j_y(z), \quad \frac{dB_y}{dz} = -\mu_0 j_x(z). \quad (22)$$

Эти уравнения вместе с граничными условиями (17) и (18) определяют магнитное поле. Плотность тока  $\mathbf{j}(z)$  и компоненты тензора напряжений  $\hat{\mathbf{\Pi}}(z)$  определяются уравнениями (19).

Входными параметрами модели являются: 1)  $z$ -компонента магнитного поля  $B_z$ ; 2) температура протонов в потоках плазмы на границе области расчетов  $T_0$ ; 3) величина средней скорости потока плазмы вдоль силовых линий магнитного поля в сторону слоя  $V_D$ ; 4) величина изменения в токовом слое  $x$ -компоненты магнитного поля  $\Delta B_x$ . Отметим, что в модели можно вместо  $\Delta B_x$  задать либо одну из концентраций  $n_{(\pm)}$  в потоках плазмы на границе области, либо значение концентрации  $n(\pm L)$  на одной из границ области расчетов. В ходе моделирования в слое рассчитываются концентрация  $n(z)$ , компоненты плотности тока протонов  $\mathbf{j}(z)$ , самосогласованные компоненты магнитного поля  $B_x(z)$  и  $B_y(z)$ , а также компоненты тензора напряжений  $\hat{\mathbf{\Pi}}(z)$ .

В представленных далее расчетах полуширина слоя  $L$  составляет  $L = R_E = 6400$  км, шаг пространственной сетки  $h = R_E/512 = 12.5$  км. Входные параметры выбирались следующими: температура  $T_0 = 4$  КэВ, что дает значение тепловой скорости протонов  $V_T = \sqrt{eT_0/m_p} \approx 619$  км/с,  $V_D = 2V_T$ ,  $\Delta B_x = 40$  нТл,  $B_z = \Delta B_x/20 = 2$  нТл. Для сравнения отметим, что на границе слоя в магнитном поле  $B \approx 20$  нТл ларморовский радиус для ионов составляет примерно  $R_{Li} \approx 322$  км, а для электронов при температуре  $T_e = 0.5$  кэВ составляет примерно  $R_{Le} \approx 2.7$  км. При этом для полученной в расчетах концентрации  $n = 0.25$  см $^{-3}$  дебаевский радиус электронов составляет  $\lambda_{De} \approx 0.322$  км = 322 м.

Найденные равновесия проверялись на удовлетворение уравнения магнитостатики  $\text{div } \hat{\mathbf{\Pi}}(z) = [\mathbf{j}(z) \times \mathbf{B}(z)]$ , которое, с учетом соотношений (16) и (22), приводит к следующим соотношениям проекциям силового баланса на направления  $X, Y, Z$

соответственно:

$$\Pi_{x,z}(z) - \frac{1}{\mu_0} B_z B_x(z) \equiv \text{const}, \quad (23)$$

$$\Pi_{y,z}(z) - \frac{1}{\mu_0} B_z B_y(z) \equiv \text{const}, \quad (24)$$

$$\Pi_{z,z}(z) + \frac{1}{2\mu_0} (|B_x(z)|^2 + |B_y(z)|^2) \equiv \text{const}. \quad (25)$$

## 8. Результаты численных самосогласованных расчетов

На рис. 8 показаны профили плотности тока  $j_y(z)$  (слева) и концентрации плазмы  $n(z)$  (справа) при  $B_y = 3$  нТл. Вклад из северного источника показан красным цветом, из южного — синим; полный профиль показан черным цветом. Можно видеть, что частицы, приходящие из южного полушария, могут пересекать плоскость токового слоя без существенного рассеяния и поддерживают «классическую» форму профиля плотности тока с одним максимумом в центре. Наоборот, парциальный ток ионов только из северного источника мал, так как они сильно рассеиваются вблизи ТТС, и в системе захватываются частицы. В результате плотность тока приобретает вид, характерный для наличия в системе квазизахваченных частиц и приобретает отрицательный локальный минимум в центре слоя и два положительных максимума на его краях. Можно видеть этот эффект на рис. 9а, где красная линия соответствует плотности тока протонов из Северного источника. Рис. 9 также демонстрирует небольшое отклонение токового слоя как целого по отношению к нейтральной плоскости  $z = 0$ . Причиной этих изменений является изменение баланса давлений вследствие асимметрии рассеяния частиц и соответствующей асимметрии плотности плазмы (рис. 9в) по обе стороны от слоя.

Рис. 9 демонстрирует набор профилей магнитного поля (а), плотности тока (б) и плотности плазмы (в) для различных величин сдвиговой магнитной компоненты, описанной в подписи к рис. 9. Эффекты утолщения ТС, уменьшения амплитуды плотности тока и незначительной асимметрии профилей в направлении «север–юг» хорошо видны на этих рисунках, что показывает хорошее согласие с результатами, полученными в рамках аналитической модели (рис. 6 и 7), описанной выше в разделе 5.

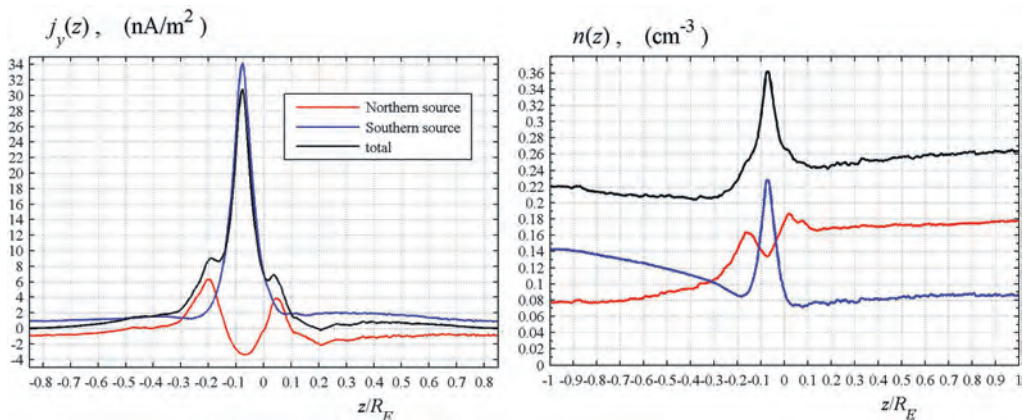


Рис. 8. Профили плотности тока  $j_y(z)$  (слева) и концентрации плазмы  $n(z)$  (справа) полученные в численных расчетах для ТС с  $B_y = 3$  нТл. Вклад ионов из северного источника помечен красной линией, из южного — синей, полный профиль отмечен черным цветом



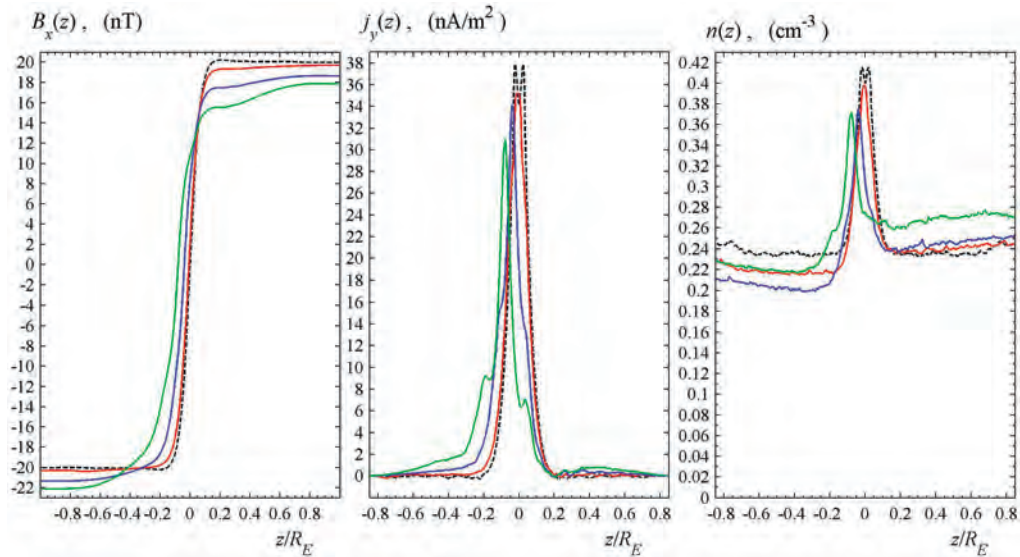


Рис. 9. Профили магнитной компоненты  $B_x(z)$  (а), плотности тока  $j_y(z)$  (б) и плотности плазмы  $n(z)$  (в), полученные в рамках численного моделирования ТТС при относительных величинах  $B_y/B_z = 0, 0.5, 1.0, 1.5$  (штриховая черная, красная, синяя и зеленая линии соответственно)

Таким образом, результаты моделирования ТТС свидетельствуют о том, что структура ТТС может сильно меняться под действием внешнего магнитного ширового поля, сопровождаемого изменением динамики частиц и асимметрией их рассеяния в направлении «север–юг». В присутствии шировой компоненты электронный ток уменьшается пропорционально величине сдвиговой компоненты. Асимметрией рассеяния ионов после взаимодействия с ТТС может приводить к образованию асимметричных профилей самосогласованной плотности тока и соответствующего тангенциального магнитного поля.

## 9. Геометрия токового слоя с самосогласованными сдвиговыми компонентами

В плоских токовых слоях без сдвига магнитного поля все силовые линии лежат в плоскостях, ортогональных нейтральному слою  $XU$ . Если в системе присутствует постоянное сдвиговое магнитное поле, то плоскости с силовыми линиями наклоняются по отношению к нейтральной плоскости на один и тот же угол. В системе, где сдвиговое магнитное поле зависит от  $z$ -координаты, геометрия силовых линий может принимать две основные конфигурации: с антисимметричным и симметричным относительно плоскости  $z = 0$  магнитным полем  $B_y(z)$ , что схематично изображено на рис. 10. Верхние рисунки показывают характерные профили тангенциальной и сдвиговой компонент, на нижних изображены соответствующие трехмерные силовые линии и их проекции. В обоих случаях магнитные силовые линии токового слоя обращаются в нейтральном слое, но в первом из них магнитная силовая линия приобретает деформацию типа кручения (рис. 10а), а во втором деформация силовой линии изгибная (рис. 10б), т. е. силовая линия лежит на гладкой искривленной поверхности.

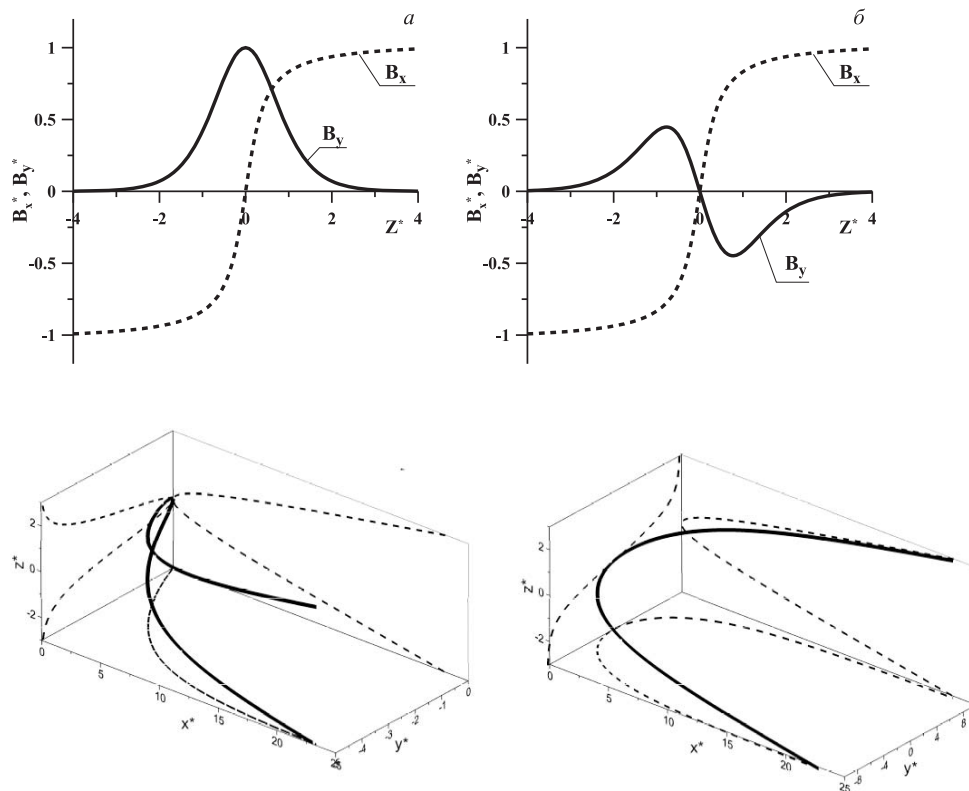


Рис. 10. Геометрия магнитных силовых линий в хвосте магнитосферы Земли: сверху — антисимметричная компонента  $B_y(Z^*)$  (сплошная линия; координаты  $\{X^*, Y^*, Z^*\}$  нормированы на ионный ларморовский радиус на границе ТС) и тангенциальной компоненты  $B_x(Z^*)$  (штриховая линия), внизу — соответствующая форма магнитной силовой линии и ее проекций на координатные плоскости (а); профили по  $Z$  симметричной шировой (сплошная линия) и тангенциальной (штриховая) компонент магнитного поля и соответствующая им форма магнитной силовой линии (б)

## 10. Результаты моделирования

Ниже мы последовательно рассмотрим и сравним результаты моделирования тонких токовых слоев, в которых сдвиговая компонента  $B_y(z)$  магнитного поля имеет следующий вид.

1. Отсутствует.
2. Является полностью самосогласованной и может иметь две основные моды: с симметричным и с антисимметричным по  $Z$  профилями.
3. Состоит, в свою очередь, из двух составляющих,  $B_y(z) = B_y^S(z) + B_y^E$ , одна из которых,  $B_y^S(z)$ , самосогласованно поддерживается компонентой тока  $j_x(z)$  (соответствующей симметричной или антисимметричной модам), а вторая,  $B_y^E = \text{const}$ , — внешняя, вызванная глобальным влиянием солнечного ветра.

Случай, когда сдвиговое магнитное поле в системе отсутствует, — это базовая равновесная конфигурация ТТС, в которой  $B_y(z) \equiv 0$  и, соответственно,  $j_x(z) \equiv 0$ , а тангенциальная компонента магнитного поля — нечетная функция, так

что  $B_x(-z) = -B_x(z)$ . Такие конфигурации и методика их получения достаточно подробно рассматривались в наших работах [Мингалев и др., 2007; Мингалев и др., 2009; Малова и др., 2010]. Ниже на некоторых рисунках профили компонент поля, плотности тока и плазмы в этой основной конфигурации ТТС будут приведены для сравнения.

На рис. 11 показаны самосогласованные профили двух компонент магнитного поля в ТТС: для антисимметричного (а) и для «колоколообразного» распределений  $B_y(z)$  (б). Базовый профиль  $B_x^0(z)$  обозначен серой пунктирной линией. Отметим, что профили тангенциальной компоненты  $B_x(z)$  магнитного поля имеют характерную для токовых слоев форму: они обращаются в нуль в нейтральной плоскости  $\{z = 0\}$  и выходят на постоянное значение («насыщение») при удалении от нее. В случае антисимметричного  $B_y(z)$  (рис. 11а) компонента  $B_x(z)$  выходит на насыщение при значениях  $|z|/R_E \approx 0.2$ , а в случае «колоколообразного»  $B_y(z)$  (рис. 11б) это происходит при  $z/R_E \approx 0.4$ , т. е. толщина токового слоя с током вдоль оси  $Y$  оказывается вдвое большей по сравнению с рис. 11а. Интересно, что в первом случае амплитуда самосогласованного сдвигового поля мала (5 нТ), а во втором — сопоставима с амплитудой тангенциального поля и составляет около 21 нТ. Сравнение рис. 11а и б позволяет сделать вывод, что влияние близкой к симметричной «колоколообразной» сдвиговой компоненты  $B_y(z)$  приводит к уширению токового слоя с током вдоль оси  $Y$ , а также к достаточно слабому нарушению антисимметричности компоненты  $B_x(z)$  и симметрии компоненты  $B_y(z)$ . Последнее, возможно, обусловлено, асимметрией рассеяния частиц из северного и южного источников после взаимодействия с токовым слоем.

Рис. 12 иллюстрирует распределение плотностей продольного и поперечного токов. В антисимметричном случае (рис. 12а) ток сосредоточен в центре в узкой области  $\{|z|/R_E \leq 0.2\}$  и имеет максимум  $\max j_y \approx 38$  нА/м<sup>2</sup>, в то время как

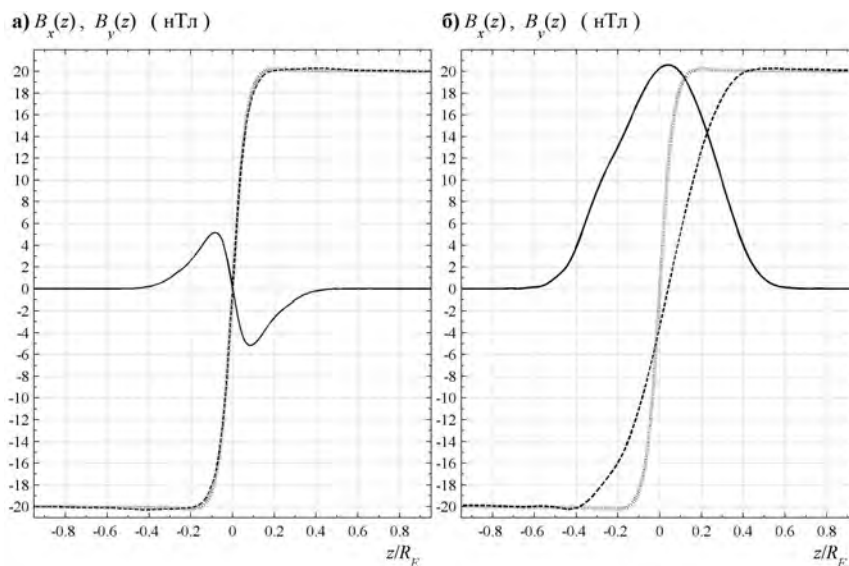


Рис. 11. Компоненты магнитного поля в токовом слое при  $B_y^E = 0$ : в случае антисимметричного  $B_y(z)$  (а), в случае «колоколообразного»  $B_y(z)$  (б). Штриховой линией обозначено  $B_x(z)$ , сплошной —  $B_y(z)$ . На обоих рисунках серой пунктирной линией показан профиль  $B_x^0(z)$  в отсутствие сдвиговой компоненты магнитного поля, когда  $B_y(z) \equiv 0$

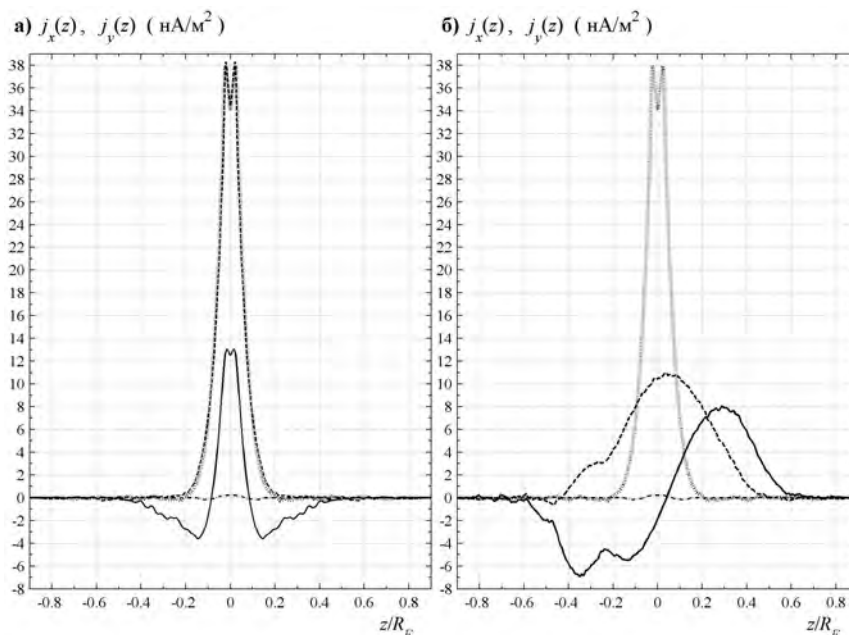


Рис. 12. Компоненты плотности тока в токовом слое при внешнем  $B_y^E = 0$ : в случае антисимметричного  $B_y(z)$  (а), в случае «колоколообразного»  $B_y(z)$  (б). Штриховой линией обозначена  $j_y(z)$ , сплошной —  $j_x(z)$ . На обоих рисунках для случая  $B_y(z) \equiv 0$  серой пунктирной линией показана  $j_y^0(z)$ , а штрих-пунктирной линией показана  $j_x^0(z)$

в симметричном случае пространственная область, занимаемая током, примерно в два раза шире —  $\{|z|/R_E \leq 0.4\}$ , а амплитуда составляет  $\max j_y \approx 11$  нА/м<sup>2</sup>. Сравнение с пунктирным профилем серого цвета, соответствующим базовой конфигурации ТТС, свидетельствует о существенном уширении токового слоя с симметричной модой. Необходимо отметить, что поддерживаемые продольными токами тангенциальные поля в модели имеют для обеих конфигураций примерно одинаковые амплитуды  $\pm 20$  нТл (рис. 11). Из рис. 12 следует также, что продольные токи  $j_x(z)$ , в отличие от поперечных, являются локальными, так как поддерживаемые ими магнитные компоненты  $B_y(z)$  обращаются в ноль на границах ТТС. Штрих-пунктирные линии на рис. 12 демонстрируют профиль компоненты продольного тока  $j_x^0(z)$  для базовой конфигурации. Как видно из рис. 12,  $j_x^0(z)$  по модулю много меньше как основной компоненты тока  $j_y^0(z)$  для базовой конфигурации, так и самосогласованной компоненты  $j_x(z)$  для двух конфигураций со сдвиговой компонентой  $B_y(z)$ . Таким образом, в численной модели отсутствие  $B_y(z)$  в базовой конфигурации вполне оправдано. Отметим, что для всех трех конфигураций, представленных на рис. 11 и 12,  $z$ -компонента плотности тока  $j_z(z)$  имела вид дискретного шума с амплитудой порядка  $10^{-4}$  нА/м<sup>2</sup>, т. е. с высокой точностью была равна нулю. Таким образом, условие пространственной одномерности в численной модели с высокой точностью было выполнено.

На рис. 13 показаны профили плотности плазмы в ТТС. Для антисимметричной конфигурации  $B_y(z)$  плотность плазмы (сплошная линия) имеет узкий максимум в центре слоя, также как и для базовой конфигурации (пунктирная линия), в то же время для симметричной широкой конфигурации плотность плазмы примерно постоянна во всем слое (штриховая линия).

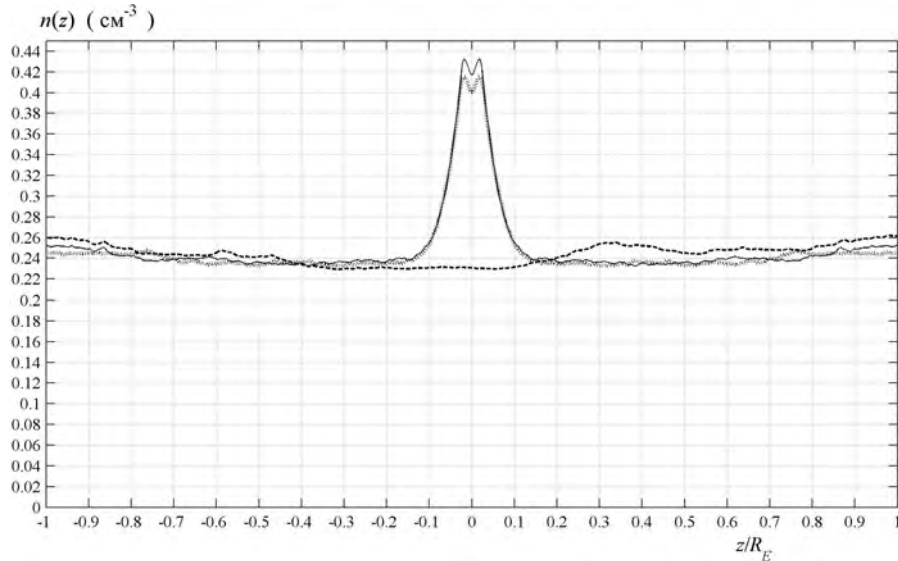


Рис. 13. Профили концентрации  $n(z)$ : пунктирная линия — для базовой конфигурации с  $B_y(z) \equiv 0$ , сплошная линия — для случая антисимметричного  $B_y(z)$ , штриховая линия — для случая «колоколообразного»  $B_y(z)$

Стационарность полученных конфигураций токового слоя характеризуется точностью выполнения соотношений силового баланса (11)–(13) в направлениях  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ , что иллюстрируется рис. 14, 15 и 16 соответственно. Мы видим, что в целом,

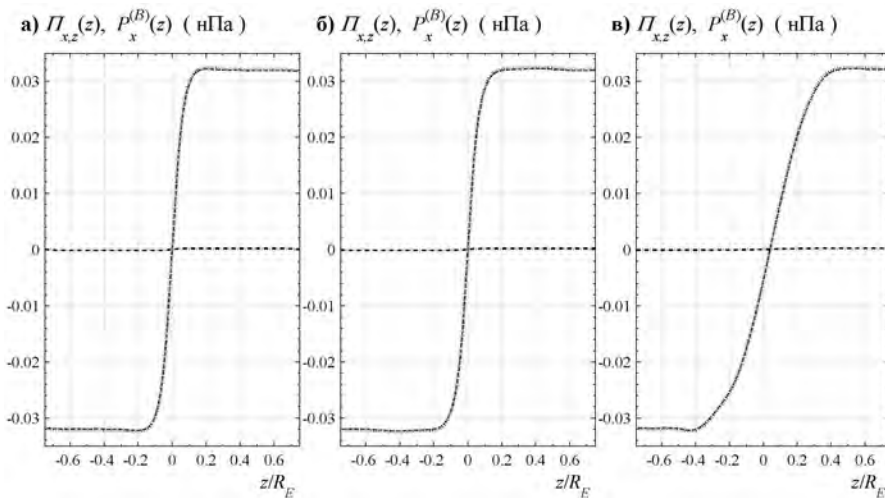


Рис. 14. Силовой баланс вдоль оси  $X$ : для случая  $B_y(z) \equiv 0$  (а), в случае антисимметричного  $B_y(z)$  (б), в случае «колоколообразного»  $B_y(z)$  (в). Пунктирная линия обозначает  $xz$ -компоненту тензора напряжений  $\Pi_{x,z}(z)$ , штриховая линия обозначает  $x$ -компоненту магнитного напряжения  $P_x^B(z) = B_z B_x(z)/\mu_0$ , штрих-пунктирная линия обозначает полное напряжение  $P_x^{(\Sigma)}(z) = \Pi_{x,z}(z) - P_x^B(z) \approx 0$  и показывает погрешность выполнения условия силового баланса (11)

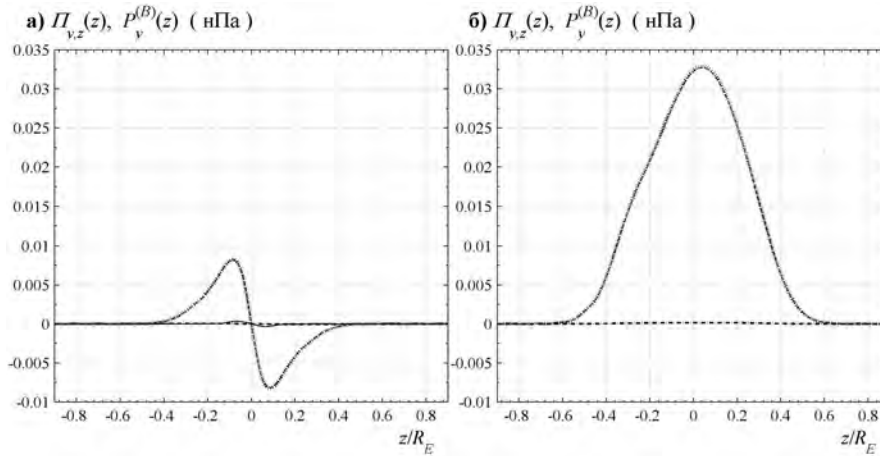


Рис. 15. Силовой баланс вдоль оси  $Y$ : в случае антисимметричного  $B_y(z)$  (а), в случае «колоколообразного»  $B_y(z)$  (б). Пунктирная линия обозначает  $yz$ -компоненту тензора напряжений  $\Pi_{y,z}(z)$ , штриховая линия обозначает  $y$ -компоненту магнитного напряжения  $P_y^{(B)}(z) = B_z B_y(z)/\mu_0$ , штрих-пунктирная линия обозначает полное напряжение  $P_y^{(\Sigma)}(z) = \Pi_{y,z}(z) - P_y^{(B)}(z) \approx 0$ , и показывает погрешность выполнения условия силового баланса (12). Кроме того, на рисунке (а) сплошной тонкой линией показана компонента  $\Pi_{y,z}^0(z)$  для базовой конфигурации с  $B_y(z) \equiv 0$

конфигурация с «колоколообразным» распределением  $B_y(z)$  существенно отличается от антисимметричного распределения и от конфигурации без сдвигового магнитного поля.

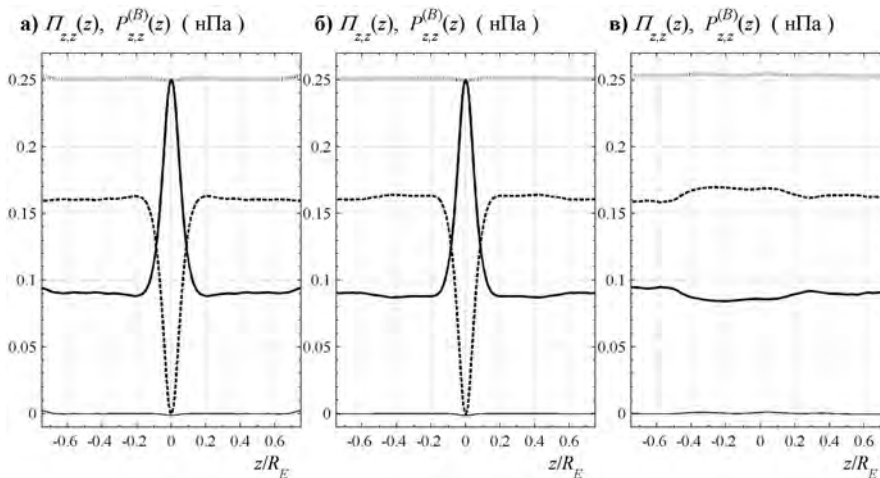


Рис. 16. Силовой баланс вдоль оси  $Z$ : для случая  $B_y(z) \equiv 0$  (а), в случае антисимметричного  $B_y(z)$  (б), в случае «колоколообразного»  $B_y(z)$  (в). Сплошная толстая линия обозначает компоненту тензора напряжений  $\Pi_{z,z}(z)$ , штриховая линия обозначает  $z$ -компоненту магнитного напряжения  $P_z^{(B)}(z) = (|B_x(z)|^2 + |B_y(z)|^2)/2\mu_0$ , пунктирная линия обозначает полный баланс напряжений  $P_z^{(\Sigma)}(z) = P_z^{(B)}(z) + \Pi_{z,z}(z)$ , сплошной тонкой линией обозначена погрешность выполнения условия силового баланса (13)

Силовой баланс по оси  $Z$  показан на рис. 16. Слева направо представлены профили  $\Pi_{z,z}(z)$  и  $P_z^B(z)$  для ТТС без сдвига (а), с антисимметричным распределением сдвиговой компоненты (б) и с симметричным распределением (в). В антисимметричном случае магнитное и плазменное напряжения меняются в противофазе, имеют ясно выраженные максимумы и минимумы, причем магнитное напряжение в центре токового слоя падает до нуля (рис. 16а, б). В слое с симметричной конфигурацией магнитное и плазменное давления слабо меняются поперек токового слоя и не имеют резких максимумов и минимумов. Баланс в  $X$ -направлении для вышеупомянутых трех конфигураций показан на рис. 14. Здесь магнитная и плазменная компоненты тензора натяжений совпадают с высокой точностью. Силовой баланс в  $Y$  направлении для ТТС без сдвига магнитного поля и для двух собственных конфигураций сдвиговой магнитной компоненты изображен на рис. 15. Из него следует, что компоненты магнитного и плазменного натяжений практически совпадают, а баланс вдоль  $Y$  выполняется практически точно.

Рассмотрим, как влияет на равновесную конфигурацию ТТС постоянное внешнее магнитное поле  $B_y^E$ , которое сосуществует одновременно с самосогласованной сдвиговой компонентой  $B_y^S(z)$ , т. е. полное сдвиговое поле имеет вид  $B_y = B_y^S(z) + B_y^E$ . В результате численных расчетов было получено семейство стационарных конфигураций ТТС для двух разных распределений сдвигового поля в присутствии постоянной компоненты  $B_y^E$ . На рис. 17–19 представлены профили самосогласованных компонент

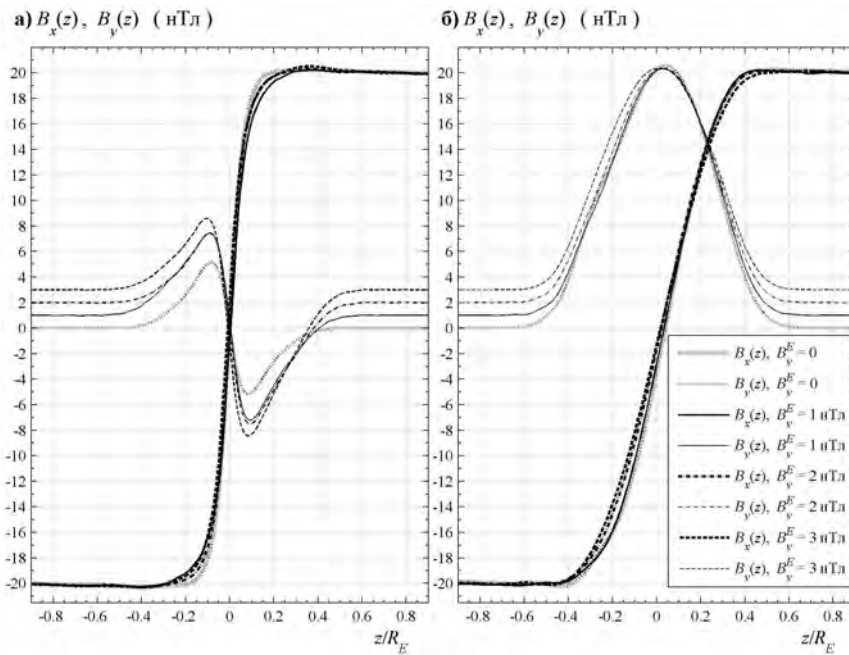


Рис. 17. Компоненты магнитного поля в токовом слое при различных значениях  $B_y^E$ : в случае антисимметричного  $B_y(z)$  (а), в случае «колоколообразного»  $B_y(z)$  (б). Для случая  $B_y^E = 0$  тонкая пунктирная линия обозначает  $B_y(z)$ , а толстая пунктирная линия —  $B_x(z)$ . Для случая  $B_y^E = 1$  нТл тонкая сплошная линия обозначает  $B_y(z)$ , а толстая сплошная линия —  $B_x(z)$ . Для случая  $B_y^E = 2$  нТл тонкая штрих-пунктирная линия обозначает  $B_y(z)$ , а толстая штрих-пунктирная линия —  $B_x(z)$ . Для случая  $B_y^E = 3$  нТл тонкая штриховая линия обозначает  $B_y(z)$ , а толстая штриховая линия —  $B_x(z)$



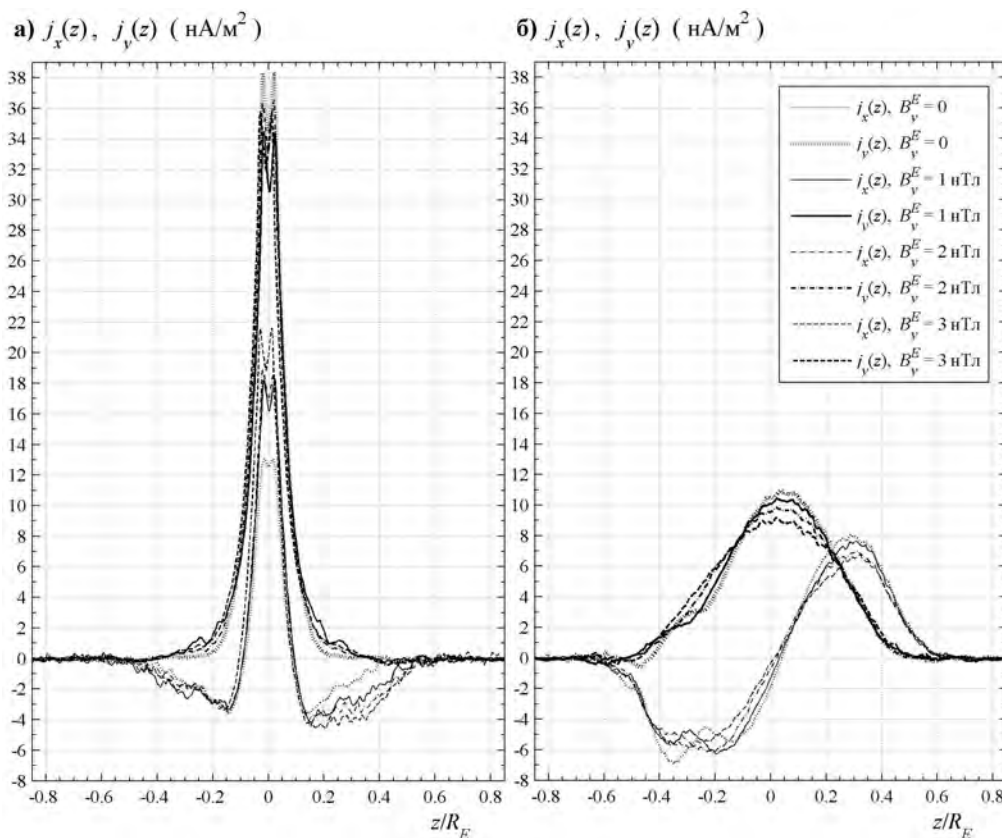


Рис. 18. Компоненты плотности тока в токовом слое при различных значениях  $B_y^E$ : в случае примерно антисимметричного  $B_y(z)$  (а), в случае «колоколообразного»  $B_y(z)$  (б). Для случая  $B_y^E = 0$  тонкая пунктирная линия обозначает  $j_x(z)$ , а толстая пунктирная линия —  $j_y(z)$ . Для случая  $B_y^E = 1$  нТл тонкая сплошная линия обозначает  $j_x(z)$ , а толстая сплошная линия —  $j_y(z)$ . Для случая  $B_y^E = 2$  нТл тонкая штрих-пунктирная линия обозначает  $j_x(z)$ , а толстая штрих-пунктирная линия —  $j_y(z)$ . Для случая  $B_y^E = 3$  нТл тонкая штриховая линия обозначает  $j_x(z)$ , а толстая штриховая линия —  $j_y(z)$

магнитного поля, плотности тока и плазмы соответственно при значениях  $B_y^E = 0, 1, 2, 3$  нТл. Рис. 17 показывает, что с увеличением значения  $B_y^E$  токовые конфигурации для обеих конфигураций с магнитным широм слабо меняются по сравнению со случаем  $B_y^E = 0$ , т.е. наличие внешнего шира не меняет толщины токового слоя и не деформирует его. Это означает, что основным механизмом в формировании ТТС под действием сдвига магнитного поля является воздействие продольных токов и соответствующей самосогласованной компоненты сдвигового магнитного поля. Таким образом, внешнее магнитное поле не меняет толщины токового слоя и не приводит к его деформации.

Отметим также, что для конфигураций обоих типов с увеличением значения  $B_y^E$  соответствующие профили концентрации плазмы (рис. 19), компонент тензора напряжений и магнитного напряжения получились близкими к соответствующим профилям для этих конфигураций при  $B_y(z) \equiv 0$ .

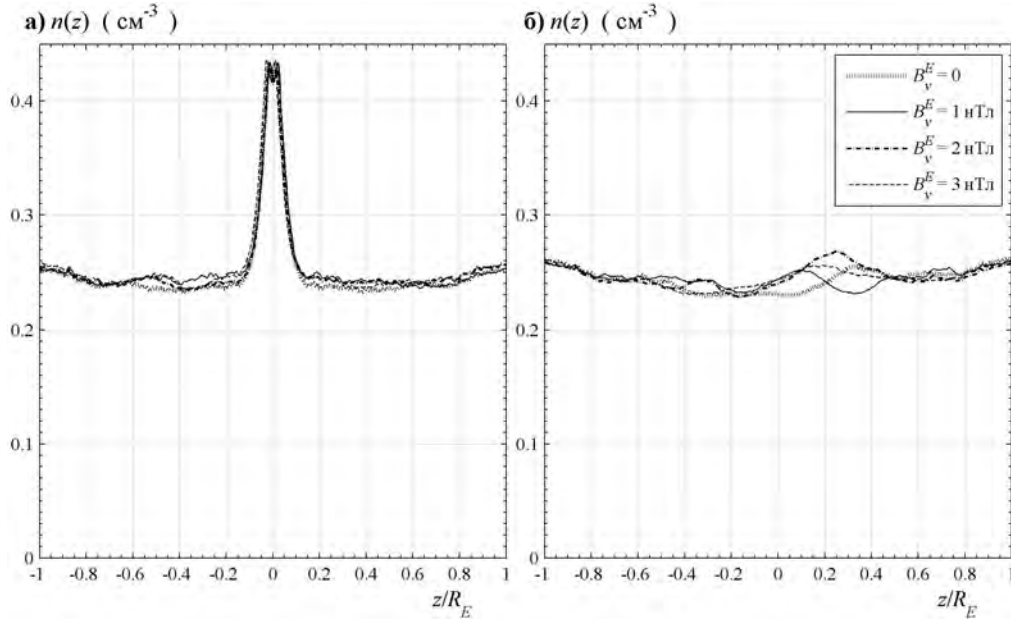


Рис. 19. Профили концентрации  $n(z)$  при различных значениях  $B_y^E$ : в случае близкого к антисимметричному  $B_y(z)$  (а), в случае «колоколообразного»  $B_y(z)$  (б). Пунктирная линия обозначает профиль для случая  $B_y^E = 0$ , сплошная линия для случая  $B_y^E = 1$  нТл, штрих-пунктирная линия для случая  $B_y^E = 2$  нТл, штриховая линия для случая  $B_y^E = 3$  нТл

## 11. Класс промежуточных решений ТТС

В области  $B_z = 3$  нТл при амплитудах начальных возмущений  $B_y^A = 10, 11$  нТл была получена промежуточная конфигурация ТС, изображенная на рис. 20. Из рисунка видно, что профиль тангенциального магнитного поля  $B_x(z)$  искажен по сравнению с конфигурацией без магнитного шира (показана синей штрих-пунктирной кривой) и имеет асимметричный вид относительно нейтральной плоскости  $z = 0$ . Начальный и конечный профили магнитной сдвиговой компоненты обозначены черной штрих-пунктирной и фиолетовой штриховой линиями соответственно. По сравнению с начальным возмущением, самосогласованная сдвиговая компонента асимметрична относительно нейтральной плоскости, причем максимальная ее амплитуда располагается в южном полушарии. В северном полушарии ее величина убывает по  $Z$ -координате. Все эти асимметричные профили связаны с распределением плотности тока (рис. 20b) через слой  $j_y$ , которая имеет расщепленный асимметричный профиль. Сравнение парциальных профилей плотности тока частиц из северного и южного полушарий (назовем их «северными» и «южными») показывает, что ионы из южного полушария несут в целом положительный ток через слой, а ионы северного полушария — отрицательный с небольшим положительным максимумом в области  $z > 0$ . Это говорит о том, что среди ионов из северного источника практически нет спейсеровских частиц, они все являются квазизахваченными. Как было показано в работе [Zelenyi et al., 2002], вклад квазизахваченных частиц в плотность тока имеет вид, схожий с рис. 20b, т. е. отрицательный минимум вблизи нейтральной плоскости и два положительных максимума по краям слоя. Мы видим, что в асимметричной конфигурации на рис. 20b этот профиль деформирован, но в северном

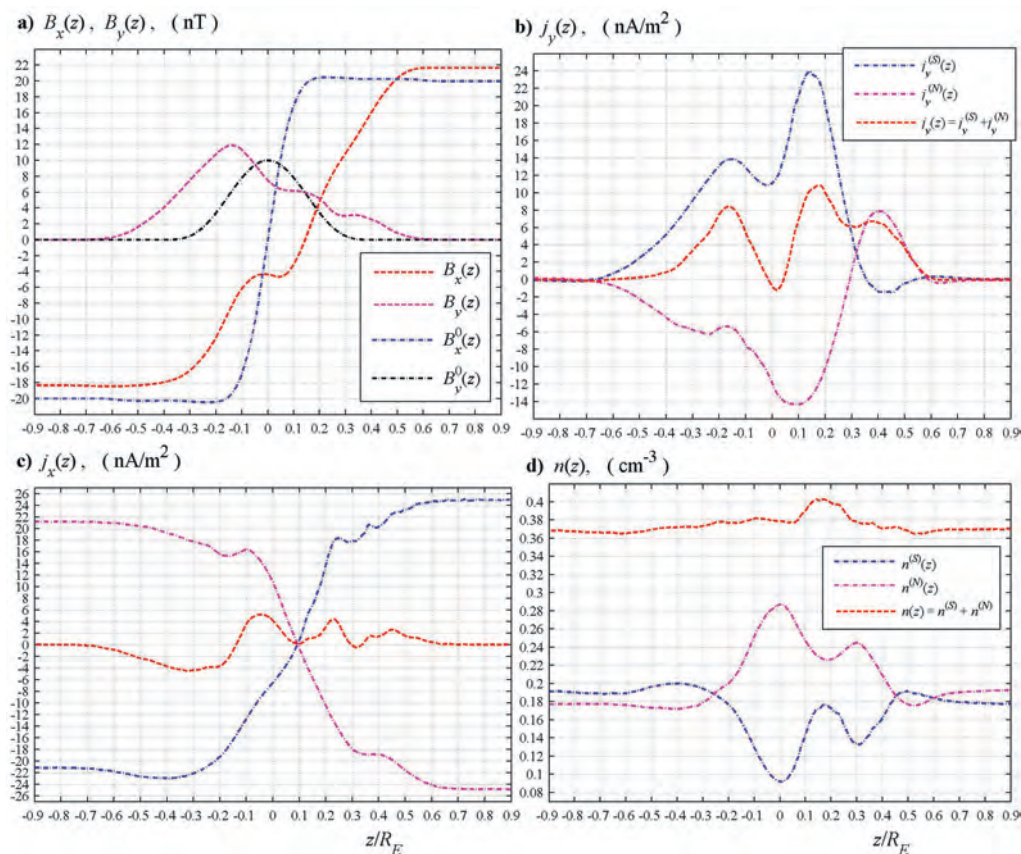


Рис. 20. Промежуточный тип конфигурации токового слоя: профили двух компонент магнитного поля  $B_x(z)$  и  $B_y(z)$  (красная и фиолетовая штриховые кривые соответственно) (а), профиль плотности тока  $j_y(z)$  (б), плотность тока  $j_x(z)$  (с); плотность плазмы  $n(z)$  (д). Черная кривая на рис. а показывает начальное возмущение в системе, а синяя штрих-пунктирная — профиль магнитного поля  $B_x^0(z)$ , полученный в бесшировой магнитной конфигурации. Частичные характеристики, создаваемые ионами из южного и северного источников, показаны на рис. б–д синим и светло-фиолетовым цветами соответственно. Полные профили характеристик показаны красным цветом

полушарии все же прослеживается его происхождение как локального тока квазизахваченных ионов. В то же время вклад в плотность тока со стороны частиц из южного полушария свидетельствует, что его носителями являются пролетные ионы, хотя провал плотности тока в центральной части слоя говорит, что среди носителей тока могут присутствовать в большой концентрации квазизахваченные частицы. Проведенное нами отдельно трассирование частиц и анализ их траекторий в целом подтверждает эти выводы.

Плотность тока  $j_x(z)$ , как видно из рис. 20с, имеет также асимметричный характер и три локальных максимума, однако так же, как и на рис. 12а и 18а, полный ток  $J_x$  близок к нулю. Плотность плазмы почти постоянна и обнаруживает небольшой несимметричный максимум плотности в северном полушарии, где плотность плазмы меняется от  $0.36$  до  $0.4 \text{ см}^{-3}$ . Детальное сравнение структуры токового слоя данной конфигурации с симметричной и антисимметричной шировыми конфигурациями,

описанными в разделе 10, показывает, что промежуточная конфигурация представляет собой деформированную симметричную конфигурацию. Механизм развития подобной деформации профилей плотности тока и магнитного поля в ТС, симметричных относительно  $z = 0$ , требует дальнейшего исследования, поскольку на данном этапе его происхождение не вполне понятно. Однако очевидно, что нормальная компонента магнитного поля может влиять существенным образом на вид самосогласованного решения, поскольку с ее ростом в системе может увеличиваться плотность квазизахваченных частиц, чей вклад в полный ток становится заметным и может влиять на структуру численных решений.

## 12. Параметрическая область решений

Модель ТТС была исследована в диапазоне изменения параметров, характерных для магнитосферы Земли. Так, были исследованы интервалы начальных амплитуд возмущений  $B_y^A$  от 0 до 20 нТл и нормальной магнитной компоненты  $B_z$  от 0 до 3 нТл с шагом 1 нТл. Заметим, что во всех проведенных численных исследованиях начальное сдвиговое возмущение имело симметричный вид по  $Z$ -координате и положительную амплитуду  $B_y^A$ . Из рис. 16 видно, что в процессе численных расчетов получены два основных класса самосогласованных решений: 1) с симметричным профилем сдвиговой  $B_y$ -компоненты (описанный в разделе 10), 2) с антисимметричным распределением  $B_y(z)$  (тоже см. раздел 10). Кроме того, было получено асимметричное распределение сдвиговой компоненты  $B_y$ , описанное в разделе 11. Симметричные конфигурации располагаются в треугольной параметрической области  $\{B_y^A, B_z\}$ , границу которой можно приближенно описать как  $B_z \approx \xi B_y^A$ , где  $\xi$  — некоторое положительное число. С ростом нормальной компоненты магнитного поля  $B_z$  область существования антисимметричных решений  $B_y(z)$  увеличивается и при значении  $B_z = 4$  нТл все решения практически полностью становятся антисимметричными, даже, несмотря на то, что амплитуда начального возмущения  $B_y^A$  может быть велика и сопоставима с величиной тангенциальной компоненты  $B_x(L)$ . Интересно, что промежуточные токовые конфигурации (на рис. 21 зеленые кружки) с асимметричным распределением сдвигового магнитного поля и расщепленным профилем плотности тока  $j_y(z)$  (рис. 20), располагаются на границе между симметричными и антисимметричными токовыми слоями с магнитным широм, т. е. их появление может быть объяснено влиянием антисимметричной конфигурации ТС на симметричную при больших значениях  $B_z$ . Есть основания полагать, что положительная при  $z = 0$  плотность тока  $j_x$  образуется в системе даже в отсутствие сдвигового поля; она связана с квазизахватом частиц в системе, и, соответственно, с величиной нормальной компоненты магнитного поля  $B_z$ .

Изучение динамики отдельных частиц в токовом слое без магнитного шира показывает, что в ТС всегда присутствует небольшая плотность тока  $j_x$ , симметричная относительно нейтральной плоскости  $z = 0$ . Этот ток обусловлен тем, что в систему постоянно поступают новые частицы с малыми начальными питч-углами (почти вдоль магнитных силовых линий), которые могут рассеиваться только в сторону их увеличения. Совершая полукруг в нейтральной плоскости, частицы, вошедшие в ТС с малыми питч-углами, двигаются вдоль некоторой полуокружности. После рассеяния в сторону увеличения питч-угла радиус полуокружности иона уменьшается (это уменьшение происходит в положительном направлении вдоль  $X$ -координаты). В течение одного или нескольких пересечений ТС частицей, ее траектория напоминает скручивающуюся вовнутрь пружину, после чего рассеяние по питч-углам становится полностью хаотическим. Усредненное по нескольким крупномасштабным

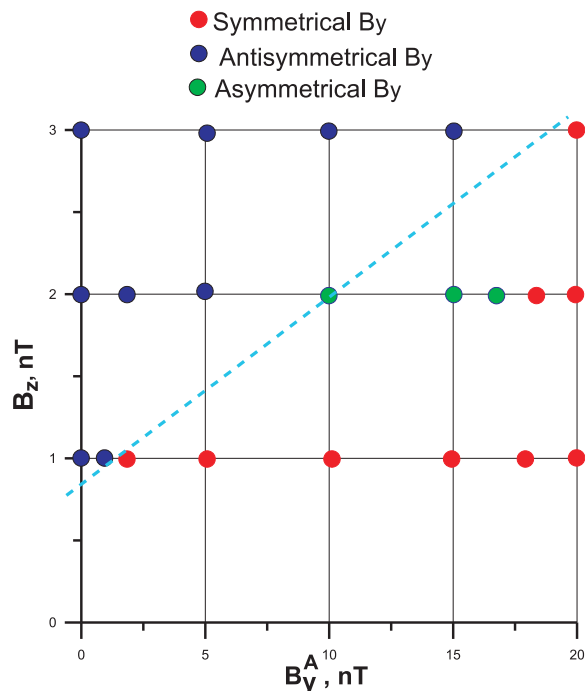


Рис. 21. Типы самосогласованных конфигураций токового слоя в параметрической области  $\{B_y^A, B_z\}$ . Обозначения указаны сверху рисунка

осцилляциям движение частицы, таким образом, порождает небольшой положительный ток в X-направлении. В одномерной модели ТТС без учета магнитного шира эта малая плотность тока  $j_x$  не учитывается [Мингалева и др., 2009]. Однако если ее учесть, то в процессе установления равновесия может происходить самосогласованный рост плотности тока вместе с антисимметричной шировой магнитной компонентой  $B_y$ . Заметим, что увеличение области формирования антисимметричной конфигурации происходит пропорционально величине  $B_z$  компоненты магнитного поля, что обусловлено ростом плотности квазизахваченной плазмы, а, следовательно, ростом положительного тока  $j_x$  в центре и усилением влияния антисимметричной шировой конфигурации на структуру ТС.

### 13. Механизмы формирования симметричного профиля $B_y$ в ТТС

Цель нашей работы — исследование возможности самоорганизации токового слоя со сдвиговой магнитной компонентой, если в центре ТС в некоторый начальный момент времени возникает начальное шировое возмущение. Необходимо найти теоретическое обоснование тому, что в процессе космических исследований в хвосте магнитосферы Земли могут наблюдаться токовые слои, в которых сдвиговая компонента магнитного поля имеет колоколообразное распределение [Rong et al., 2012]. Это распределение не зависит от величины глобального магнитного сдвигового поля, проникающего в магнитосферу из межпланетного магнитного поля. Ниже мы приводим возможные объяснения механизмов формирования симметричного распределения сдвиговой компоненты относительно нейтральной плоскости  $z = 0$ . К сожалению,

следует признать, что механизмы образования антисимметричного распределения сдвиговой магнитной компоненты далеко не столь очевидны, поэтому мы оставим вопрос об этих механизмах для дальнейшего изучения.

Вышеупомянутые характеристики токовых конфигураций с  $|\mathbf{B}(z)| \approx \text{const}$  становятся понятными, если рассмотреть динамику отдельных частиц в ТС с локальным магнитным широм.

Ниже представлены результаты трассирования 4-х частиц с одинаковыми энергиями и разными питч-углами  $\theta_j = 0.15, 0.35, 0.65, 1.45$  радиан ( $j = 1, 2, 3, 4$ ) в описанном ранее модельном магнитном поле  $\mathbf{B} = (B_0 \tanh(z/L); B_y^A/\text{ch}^2(z/L); B_z)$ . На рис. 22 показаны траектории частиц в плоскости  $\{y, z\}$  для трех значений нормированного поля  $B_y^A/B_0 = \{0; 0.4; 0.8\}$  (соответствующие рисунки идут слева направо). Верхний ряд (рис. 22а-в) показывает траектории частиц, стартующих из северной

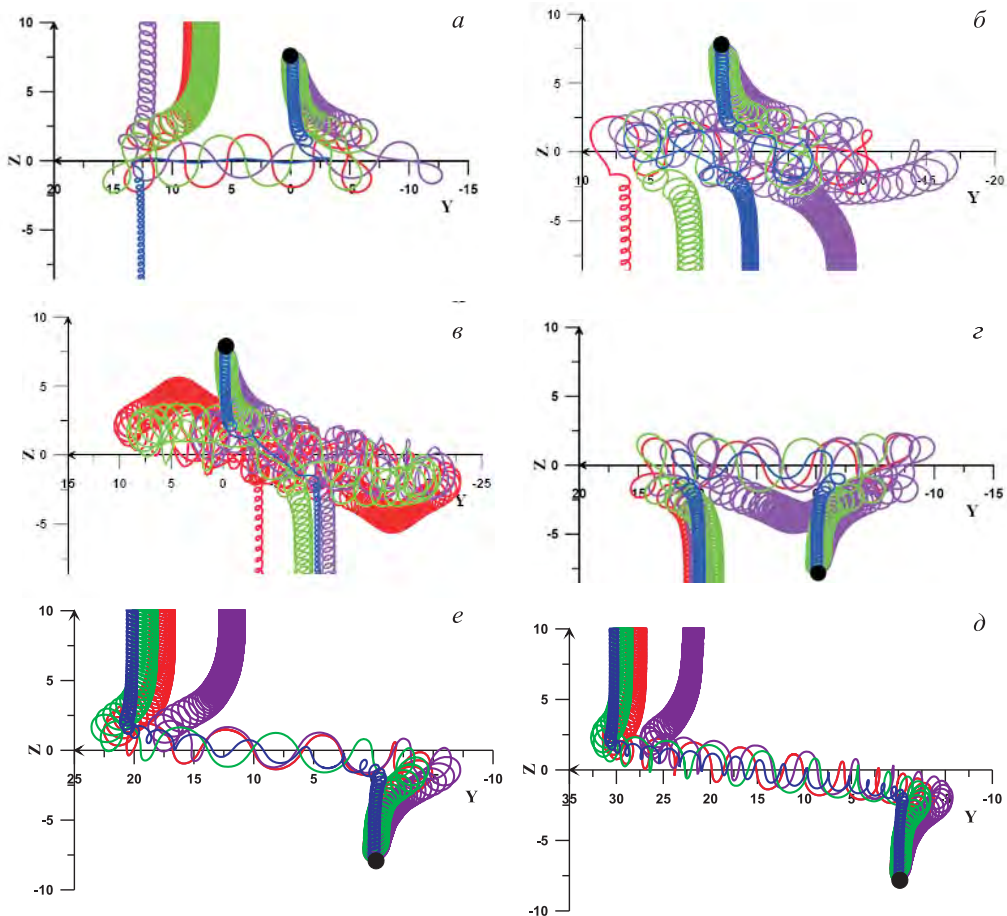


Рис. 22. Трассирование частиц в обращенном магнитном поле с локальным широм. Начальная питч-углы частиц  $\theta_1 = 0.15$  (синяя линия),  $\theta_2 = 0.35$  (зеленая),  $\theta_3 = 0.65$  (красная линия),  $\theta_4 = 1.45$  (фиолетовая линия). Значения  $B_y^A/B_0$  (где  $B_0 = 20$  нТл) равны 0.0, 0.4, 0.8 (слева направо)

полусферы, нижний ряд (рис. 22г–е) — из южной. На рис. 22а, г показаны траектории частиц при отсутствии сдвиговой компоненты магнитного поля.

На рис. 22, можно заметить интересный эффект утолщения рассматриваемого токового слоя по сравнению со слоем, где  $B_y = 0$ . Этот эффект можно объяснить, исходя из простого геометрического соображения. Из рис. 22б, д и рис. 22в, е видно, что чем больше значение  $B_y^A$  в центре токового слоя, тем больше наклон плоскости «серпантинного» движения (слово «серпантин» взято в кавычки, потому что для некоторых значений  $B_y^A$  ионы становятся полностью замагниченными, однако это не меняет эту простую геометрическую интерпретацию). Из-за этого наклона пространственная проекция плотности тока на ось  $Z$  становится больше, и в результате токовый слой становится эффективно толще.

Также на рис. 22 можно увидеть похожие траектории частиц, летящих из Северного и Южного полушарий для случая  $B_y \equiv 0$ : частицы замагничиваются за пределами токового слоя; входя в слой они размагничиваются и дрейфуют в положительном направлении  $Y$ . На всем пути пролетные частицы могут поддерживать плотность тока в слое. Анализ большего числа траекторий частиц подтверждает, что коэффициенты отражения частицы после их взаимодействия с ТТС практически одинаковы для обоих источников.

В системе, в присутствии локальной шировой компоненты на рис. 22б, д и рис. 22в, е ясно видна асимметрия рассеяния для частиц, приходящих из северного и южного источников. Таким образом, все ионы, поступающие из южного полушария (рис. 22д, е) пересекают токовый слой и попадают в северное полушарие. Более того, их усредненная траектория движения почти повторяет форму линии магнитного поля в плоскости  $YZ$ , потому что в центре токового слоя они уже замагнитились для рассматриваемых значений  $B_y$ -компонент. Их движение можно рассматривать как суперпозицию двух независимых движений: меандрового (т. е. серпантинного вблизи нейтральной плоскости) и ларморовского вращения (в центре ТТС, где амплитуда ширового поля велика). Направления этих двух движений, направленных в центре слоя вдоль силовых линий магнитного поля, совпадают и направлены вдоль координаты  $Y > 0$ . Поскольку силовые линии магнитного поля обращаются вокруг ТТС, то эти замагниченные ионы должны поддерживать синусоидальную продольную плотность тока  $j_x(z)$  с нулевым значением в нейтральной плоскости.

Совсем другая картина наблюдается на верхнем рис. 22б, в, где ионы из северного полушария временно захватываются в ТС, затем покидают его. В нашем самосогласованном моделировании коэффициенты отражения частиц с обеих сторон ТС малы: оба равны 0.008, т. е. только 0.8% ионов возвращаются обратно к источнику после взаимодействия с ТС. Ниже мы рассмотрим основные свойства движения частиц в присутствии магнитного шира в ТТС.

Почти все частицы, летящие с севера, после захвата вблизи нейтральной плоскости проникают в ТС и выходят в южном полушарии. Не рассматривая детально поведение частиц в области захвата, рассмотрим смещение траектории частицы в  $Y$ -направлении (т. е. разницу между координатами входа и выхода), которая зависит от начальных питч углов и фаз. На рис. 22б видно, что для ионов с малыми питч-углами  $\theta_{2,3} = 0.35, 0.65$  смещение вдоль  $Y$  положительно, следовательно, они дают положительный вклад в плотность тока. Ион с  $\theta_1 = 0.15$  имеет почти нулевое смещение при выходе из слоя по отношению ко входу, поэтому его вклад в плотность тока практически равен нулю; для иона с  $\theta_4 = 1.45$  хорошо видно отрицательное смещение, следовательно, его вклад в общую локальную плотности тока является отрицательным. Таким образом, вклад северных ионов в общую плотность тока зависит от их питч угла гораздо меньше, чем от южных ионов. При больших значениях магнитного шира в ТС доминируют частицы из северного источника,



которые замагнитились в нейтральной плоскости и перемещаются вдоль магнитных силовых линий с отрицательным смещением вдоль  $Y$  (рис. 22в), т. е. порождают отрицательный ток в хвосте.

Изучение рассеяния ионов в ТТС с магнитным широм позволяет сделать следующий вывод. Формирование симметричной шировой компоненты  $B_y(z)$  связано с тем, что начальная деформация магнитных силовых линий вызывает изменение динамики частиц в токовом слое, причем такое, что рассеяние частиц при пересечении слоя зависит принципиальным образом от расположения источников плазмы. Так, на замагнитенных участках орбит, частицы из южного полушария переносят вдоль магнитных силовых линий продольный ток  $j_x$ . Его направление отрицательно в южном полушарии и положительно в северном, т. е.  $j_x(z) \sim \sin(\pi z/L)$ . В то же время ионы из северного полушария сильно рассеиваются в плоскости слоя. Поддерживаемая ими плотность продольного тока, которая противоположна по направлению плотности тока «южных» частиц, по величине становится существенно ее меньше. Вследствие этого вклад «южных» частиц в поддержание тока  $j_x(z)$  становится доминирующим и не компенсируется вкладом «северных» ионов. Это приводит к самосогласованному усилению и поддержанию сдвиговой компоненты магнитного поля внутри токового слоя. Таким образом, основным механизмом, приводящим к формированию симметричной сдвиговой магнитной компоненты в ТТС, является асимметрия рассеяния ионов в направлении «север–юг» при их взаимодействии с ТТС, если в слое образовалась некоторая начальная сдвиговая деформация.

## 14. Обсуждение

В земной магнитосфере внешнее магнитное поле, проникающее в магнитосферу из солнечного ветра, достаточно часто наблюдается в спутниковых измерениях [Petrukovich, 2009]. Много различных типов деформаций могут наблюдаться в токовом слое магнитосферного хвоста, например, изгиб, скручивание, наклон токового слоя и т. п. [Petrukovich, 2011]. В результате сдвиговая магнитная компонента  $B_y$  величиной в несколько десятков нанотесла может быть важным элементом структуры ТС [Petrukovich, 2011]. Учет сдвиговой магнитной компоненты необходим для сравнения моделей ТС с наблюдательными данными. Попытка построить самосогласованную модель тонкого токового слоя хвоста магнитосферы представлена в настоящей работе. Проведены анализ и исследование одномерных решений системы уравнений Власова–Максвелла для модели токового слоя в трех основных конфигурациях: 1) с внешней постоянной сдвиговой компонентой  $B_y^E$ ; 2) с двумя самосогласованными компонентами магнитного поля  $B_x(z)$  и  $B_y(z)$ ; 3) с частичным учетом внешней и самосогласованной шировой компоненты, т. е.  $B_y = B_y^E + B_y(z)$ . Были использованы два подхода: численное моделирование токового слоя методом крупных частиц и расчеты в рамках квазиadiaбатической аналитической модели. Обе модели являются взаимно дополняющими друг друга. Действительно, в численных моделях всегда присутствуют шумы и неточности расчетов, связанные с дискретностью модели, граничными эффектами и т. д. Кроме того, численные расчеты методом крупных частиц требуют больших машинных ресурсов и могут занимать много времени. Поэтому нам представлялось важным провести сравнение результатов с разрабатываемой нами ранее аналитической моделью. Она является менее ресурсоемкой и позволяет получить сходящиеся решения в широкой области параметров, в частности там, где численная модель может не сходиться или сходиться плохо.

Равновесные конфигурации с самосогласованными компонентами магнитного поля  $B_x(z)$  и  $B_y(z)$  давно привлекали внимание исследователей. В основном, их мо-

делировали методом крупных частиц, например, в работе [Pritchett, Coroniti, 1992]. Однако в этой работе авторы уделили основное внимание «экзотическим» токовым слоям, где тангенциальная компонента магнитного поля  $B_x(z)$  несколько раз пересекала плоскость инверсии магнитного поля. Подобные равновесия с учетом  $B_z = \text{const}$  были построены в рамках приближения магнитной гидродинамики в работе [Hilmer, Voigt, 1987]. Для того, чтобы замкнуть уравнения магнитной гидродинамики, авторы использовали достаточно «искусственное» уравнение состояния: давление плазмы было пропорционально квадрату единственной компоненты векторного потенциала.

В нашей работе впервые рассмотрено кинетическое равновесие с двумя самосогласованными компонентами магнитного поля при наличии нормальной к токовому слою постоянной компоненты. Предложенная нами аналитическая модель берет свое начало в работах по ТТС хвоста земной магнитосферы [Kropotkin et al., 1997; Sitnov et al., 2000; Zelenyi et al., 2000]. Идея использовать адиабатический инвариант  $I_z$  для моделирования токовых слоев магнитопаузы при наличии  $B_z \neq 0$  была впервые высказана в работе [Whipple et al., 1984]. Необходимость в этом интеграле движения легко объяснима. Так, в рамках стандартного подхода решение уравнения Власова в стационарной системе ищется как функция интегралов движения. В отсутствие  $B_z$  таковыми инвариантами являются полная энергия  $H$  и два обобщенных импульса  $P_y = mv_y + \frac{e}{c}A_y$  и  $P_x = mv_x + \frac{e}{c}A_x$ . Зависимость функции распределения от  $P_y$  в общем случае приводит к ненулевому значению первого момента по скорости  $v_y$  (то же относится и к  $P_x$ ). Таким образом, если функция распределения зависит от соответствующего обобщенного импульса, то в системе должен течь ток вдоль  $z$  соответствующего направления, поддерживающий самосогласованное магнитное поле (см. обзор [de Keyser et al., 1996]).

При  $B_z \neq 0$  система теряет сдвиговую инвариантность относительно  $x$  и обобщенный момент  $P_x = mv_x + \frac{e}{c}A_x$  больше не является интегралом движения. В такой системе нельзя задать функцию распределения с ненулевым первым моментом по  $v_x$  и, как следствие, самосогласованный ток вдоль  $j_x$  с соответствующим магнитным полем  $B_y$  равны нулю. Только учет дополнительного интеграла  $I_z$ , сохраняющегося при малых значениях  $B_z$ , позволяет построить аналитическую модель (см. [Artemyev, 2011]).

Рассмотрим два класса построенных равновесий (с симметричным и асимметричным профилями  $B_y(z)$ ). Равновесия с симметричным распределением  $B_y(z)$  — это бессиловые конфигурации с ненулевой нормальной компонентой магнитного поля. Данная модель может рассматриваться как обобщение бессиловых конфигураций [van Hoven, Gross, 1971; Neukirch et al., 2009] на случай  $B_z \neq 0$ . Построенное равновесие может служить основой для сопоставления с экспериментальными данными по наблюдениям токовых слоев на магнитопаузе. Ранее данные сопоставления с наблюдениями проводились для более простых равновесий с  $B_z = 0$  [Silin, Buchner, 2006], и не было возможности учесть влияние  $B_z \neq 0$  на рассматриваемую структуру. Полученная конфигурация может служить начальным условием при моделировании развития неустойчивостей в токовом слое с поворотом магнитного поля. До этого времени исследования по неустойчивости при  $B_y \neq 0$  проводились в основном для токового слоя Харриса с  $B_z = 0$  [Kuznetsova et al., 1996; Silin, Buchner, 2003; Daughton, Karimabadi, 2005; Daughton et al., 2006].

Второй класс построенных равновесий с асимметричным профилем  $B_y(z)$  включает в себя токовые слои, наблюдаемые в окрестности X-линии. Структура X-линии подразумевает формирование асимметричного относительно  $z = 0$  профиля магнитного поля  $B_y(z)$ . Данной пространственное распределение магнитного поля воспроизводится в численном моделировании (см., например, [Pritchett, 2001]), в лабо-

раторных экспериментах [Frank et al., 2008], в спутниковых наблюдениях [Runov et al., 2003; Phan et al., 2007], и в аналитических моделях [Korovinskiy et al., 2008; Korovinskiy et al., 2011]. Таким образом, построенная нами модель позволяет описать структуру вытянутого токового слоя, образующегося по обе стороны от области пересоединения. Наличие аналитической модели и численного моделирования позволяет в будущем исследовать устойчивость данной конфигурации, что может дать ответ на вопрос о причинах и условиях формирования вторичных областей пересоединения (см. [Yin et al., 2008; Daughton et al., 2006]).

В рассмотренных нами конфигурациях компонента  $B_y(z)$  является полностью самосогласованной. Однако для токовых слоев хвоста земной магнитосферы типична ситуация, в которой наблюдается внешнее поле  $B_y$ , связанное с проникновением в магнитосферу межпланетного магнитного поля, масштабы изменения которого существенно превышают толщину токового слоя [Petrukovich et al., 2009]. Кроме того, различные геометрические искажения хвоста земной магнитосферы (наклоны, скручивание и т. д.) приводят к наличию в токовом слое постоянной (на масштабе токового слоя) компоненты  $B_y$ , величина которой может достигать двух десятков нТл (см. [Petrukovich, 2011]). Таким образом, необходим учет несамосогласованной (внешней) компоненты  $B_y = \text{const}$  в рамках построенной одномерной модели ТТС. Попытка обобщить модель токового слоя, учтя в ней как самосогласованную, так и внешнюю сдвиговые компоненты магнитного поля, были проведены в рамках моделирования методом крупных частиц.

## 15. Выводы

В настоящей работе проведено исследование структуры тонкого токового слоя (с толщиной порядка ионного ларморовского радиуса) в присутствии самосогласованной шировой компоненты магнитного поля и в предположении о возможном наличии в системе постоянной нормальной компоненты поля. Получены самосогласованные профили для магнитного поля, плотности плазмы и плотностей продольного и поперечного токов. Показано следующее.

А) В присутствии внешнего магнитного сдвигового поля.

1. Равновесные ТТС могут формироваться. При этом дрейфовый электронный ток кривизны вблизи нейтральной плоскости уменьшается как  $\sim B_y^{-3}$  благодаря локальному увеличению радиуса кривизны магнитных силовых линий в присутствии магнитного сдвига.

2. Профили ионного тока свидетельствуют о сохранении общей топологии ионных траекторий и характерного серпантинного движения внутри ТТС. Однако в присутствии внешнего сдвигового поля серпантинные траектории искажены, а нейтральная плоскость наклонена под углом к плоскости  $z = 0$ . В результате такого изменения динамики частиц толщина ТТС увеличивается пропорционально величине  $B_y$ .

3. Коэффициенты отражения ионов от ТТС асимметричны для частиц, приходящих из северного и южного источников при  $B_{y0} \neq 0$  и  $B_z > 0$ . Так, коэффициент отражения, для частиц из северного полушария не меняется при  $B_y \neq 0$ , но аналогичный коэффициент для частиц из южного полушария уменьшается как  $\sim 1/B_y$ . Вследствие этого профили магнитного поля, плотности тока и плазмы становятся асимметричными в направлении «север–юг». Одновременно с этим новый баланс сил приводит к отклонению ТТС как целого от нейтральной плоскости, которая при  $B_y = 0$  совпадает с плоскостью  $z = 0$ .

4. Результаты численного моделирования хорошо согласуются с результатами аналитической модели ТТС, в рамках которой показано, что структура токового слоя с самосогласованной магнитной компонентой  $B_y(z)$  существенным образом зависит

от величины потоковой анизотропии плазмы  $v_T/v_D$ . Толщина ТТС уменьшается при уменьшении отношения средней тепловой скорости частиц к потоковой.

В) В системе с самосогласованными сдвиговыми конфигурациями.

5. Возможно существование двух классов равновесных решений, одно из которых определяется симметричной (по координате  $z$ ) сдвиговой компонентой  $B_y(z)$ , второе — антисимметричной компонентой. На границе, разделяющей два класса решений в пространстве параметров, получены асимметричные конфигурации с  $B_y(z)$ , механизмы формирования которых пока до конца неясны.

6. При образовании токовой конфигурации с симметричной (колоколообразной) сдвиговой компонентой поля ее амплитуда может быть сопоставима с величиной тангенциальной компоненты  $B_x(z)$  на краях слоя. При этом амплитуда плотности тока падает в несколько раз по сравнению со случаем  $B_y = 0$ , а толщина токового слоя увеличивается примерно вдвое.

7. Частичный учет внешней сдвиговой компоненты  $B_y^E$  наряду с самосогласованной  $B_y(z)$  не препятствует формированию токовых равновесий и не приводит к существенным изменениям структуры ТС по сравнению со случаем  $B_y^E = 0$ . Полученные результаты могут быть применены для сопоставления с наблюдаемыми ТТС в хвосте магнитосферы Земли и объяснения их тонкой структуры.

Работа Х.В.М. велась при финансовой поддержке гранта РФФИ 14-02-01269, а также гранта научных школ Минобрнауки России №НШ-6550.2016.2; работа В.Ю.П. поддержана грантами РФФИ 16-02-00479 и 16-52-16009 НЦНИЛ-а; работа О.В.М. поддержана программой ОФН-15 Президиума РАН и грантом РФФИ 14-02-00769; работа А.А.П. поддержана грантом РФФИ 14-05-91000 АНФ-а.

### Список литературы

- [Зелёный и др., 2011] Зелёный Л.М., Малова Х.В., Артемьев А.В. и др. Тонкие токовые слои в бесстолкновительной плазме: равновесная структура, плазменные неустойчивости и ускорение частиц // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 137–182.
- [Малова и др., 2010] Малова Х.В., Зелёный Л.М., Мингалев О.В. и др. Токовый слой в бесстолкновительной немаксвелловской плазме: самосогласованная теория, моделирование и сравнение со спутниковыми экспериментами // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 897–915.
- [Мингалев и др., 2007] Мингалев О.В., Мингалев И.В., Малова Х.В., Зелёный Л.М. Численное моделирование силового баланса в бесстолкновительном одномерном токовом слое с постоянной нормальной компонентой магнитного поля // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 1028–1041.
- [Мингалев и др., 2009] Мингалев О.В., Мингалев И.В., Малова Х.В. и др. Несимметричные конфигурации тонкого токового слоя с постоянной нормальной компонентой магнитного поля // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 85–96.
- [Arons, 2011] Arons J.A. A tale of two current sheets // High-energy emission from pulsars and their systems. Astrophys. Space Sci. Proc. / Ed. by N. Rea and D.F. Torres. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2011. P. 165–180.
- [Artemyev et al., 2008] Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Zelenyi L.M. et al. Comparison of multi-point measurements of current sheet structure and analytical models // Ann. Geophys. 2008. V. 26. P. 2749–2758.
- [Artemyev, 2011] Artemyev A.V. A model of one-dimensional current sheet with parallel currents and normal component of magnetic field // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 022104–022104-4.
- [Artemyev et al., 2013] Artemyev A.V., Neishtadt A.I., Zelenyi L.M. Ion motion in the current sheet with sheared magnetic field—Part 1: Quasi-adiabatic theory // Nonlin. Proc. Geophys. 2013. V. 20. P. 163–178.
- [Alpers, 1971] Alpers W. On the Equilibrium of an Exact Charge Neutral Magnetopause // Astrophys. Space Sci. 1971. V. 11. №3. P. 471–474.

- [Baumjohann et al., 2007] *Baumjohann W., Roux A., Le Contel O. et al.* Dynamics of thin current sheets: Cluster observations // *Annales Geophys.* 2007. V. 25. № 6. P. 1365–1389.
- [Birn, Hesse, 1994] *Birn J., Hesse M.* Particle acceleration in the dynamic magnetotail: Orbits in self-consistent three-dimensional MHD fields // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. P. 109–119.
- [Büchner, Zelenyi, 1989] *Büchner J., Zelenyi L.M.* Regular and chaotic charged particle motion in magnetotail-like field reversals: 1. Basic theory of trapped motion // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. P. 11821–11842.
- [Cowley, 1979] *Cowley S.W.H.* On the distribution of  $B_y$  in the geomagnetic tail // *Planetary Space Sci.* 1979. V. 27. P. 769–793.
- [Cowley, 1981] *Cowley S.W.H.* Magnetospheric asymmetries associated with the  $y$ -component of the IMF // *Planetary Space Sci.* 1981. V. 29. P. 79–96.
- [Daughton, Karimabadi, 2005] *Daughton W., Karimabadi H.* Kinetic theory of collisionless tearing at the magnetopause // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. CiteID A03217.
- [Daughton et al., 2006] *Daughton W., Scudder J., Karimabadi H.* Fully kinetic simulations of undriven magnetic reconnection with open boundary conditions // *Phys. Plasmas.* 2006. V. 13. № 7. P. 072101–072101-15.
- [Delcourt et al., 2000] *Delcourt D.C., Zelenyi L.M., Sauvaud J.-A.* Magnetic moment scattering in a field reversal with nonzero  $B_y$  component // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 349–360.
- [de Keyser et al., 1996] *de Keyser J., Roth M., Lemaire J. et al.* Theoretical plasma distributions consistent with ULYSSES magnetic field observations in a solar wind tangential discontinuity // *Solar Phys.* 1996. V. 166. № 2. P. 415–422.
- [Frank et al., 2008] *Frank A.G., Bugrov S.G., Markov V.S.* Hall currents in a current sheet: Structure and dynamics // *Phys. Plasmas.* 2008. V. 15. P. 092102–092102-10.
- [Grigorenko et al., 2013] *Grigorenko E.E., Malova H.V., Artemyev A.V. et al.* Current sheet structure and kinetic properties of plasma flows during a near-Earth magnetic reconnection under the presence of a guide field // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. № 6. P. 3265–3287.
- [Grigorenko et al., 2015] *Grigorenko E.E., Malova H.V., Malykhin A.Yu., Zelenyi L.M.* Possible mechanism of amplification and support of the shear magnetic component in the current sheet of the Earth's magnetotail // *Plasma Phys. Rep.* 2015. № 1. In press.
- [Harris, 1962] *Harris E.G.* On a Plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic fields // *Nuovo Chim.* 1962. V. 23. P. 115–119.
- [Hilmer, Voigt, 1987] *Hilmer R.V., Voigt G.-H.* The effects of magnetic  $B(y)$  component on geomagnetic tail equilibria // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 8660–8672.
- [Holland et al., 1996] *Holland D.L., Chen J., Agranov A.* Effects of a constant cross-tail magnetic field on the particle dynamics in the magnetotail // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 24997–25002.
- [Kan, 1973] *Kan J.R.* On the structure of the magnetotail current sheet // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. P. 3773–3781.
- [Kaufmann et al., 1994] *Kaufmann R.L., Lu C., Larson D.J.* Cross-tail current, field-aligned current, and  $B_y$  // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. P. 11277–11296.
- [Kaymaz et al., 1994] *Kaymaz Z., Siscoe G.L., Luhmann J.G. et al.* Interplanetary magnetic field control of magnetotail magnetic field geometry: IMP 8 observations // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. № A6. P. 11113–11126.
- [Kokubun et al., 1994] *Kokubun S., Yamamoto T., Acuna M. et al.* The Geotail magnetic field experiment // *J. Geomagn. Geoelectr.* 1994. V. 46. P. 7–21.
- [Korovinский et al., 2008] *Korovinский D.B., Semenov V.S., Erkaev N.V. et al.* The 2.5-D analytical model of steady-state Hall magnetic reconnection // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. № A4. CiteID A04205.
- [Korovinский et al., 2011] *Korovinский D.B., Semenov V.S., Erkaev N.V. et al.* A 2.5-D electron Hall-MHD analytical model of steady state Hall magnetic reconnection in a compressible plasma // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. № A5. CiteID A05219.
- [Kropotkin et al., 1997] *Kropotkin A.P., Malova H.V., Sitnov M.I.* Self-consistent structure of a thin anisotropic current sheet // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 22099–22106.

- [Kuznetsova et al., 1996] *Kuznetsova M.M., Buchner J., Zelenyi L.M.* Onset of collisionless magnetic reconnection in sheared field reversals // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. № A1. P. 161–178.
- [Kuznetsova, Zelenyi, 1991] *Kuznetsova M.M., Zelenyi L.M.* Magnetic reconnection in collisionless field reversals—The universality of the ion tearing mode // *Geophys. Res. Lett.* 1991. V. 18. P. 1825–1828.
- [Lee, Hau, 2008] *Lee K.-W., Hau L.-N.* Characteristics of magnetohydrodynamic waves in Harris-type current sheet with guide magnetic field By // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. № A12. CiteID A12209.
- [Lee, Kan, 1979] *Lee L.C., Kan J.R.* A unified kinetic model of the tangential magnetopause structure // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84. P. 6417–6426.
- [Lemaire, Burlaga, 1976] *Lemaire J., Burlaga L.F.* Diamagnetic boundary layers—A kinetic theory // *Astrophys. Space Sci.* 1976. V. 45. P. 303–325.
- [Malova et al., 2012] *Malova H.V., Popov V.Y., Mingalev O.V. et al.* Thin current sheets in the presence of a guiding magnetic field in Earth's magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. № A4. CiteID A04212.
- [Mingalev et al., 2012] *Mingalev O.V., Mingalev I.V., Mel'nik M.N. et al.* Kinetic models of current sheets with a sheared magnetic field // *Plasma Phys. Rep.* 2012. V. 38. № 4. P.300–314.
- [Nakamura et al., 2008] *Nakamura R., Baumjohann W., Fujimoto M. et al.* Cluster observations of an ion-scale current sheet in the magnetotail under the presence of a guide field // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. CiteID A07S16.
- [Neukirch et al., 2009] *Neukirch T., Wilson F., Harrison M.G.* A detailed investigation of the properties of a Vlasov-Maxwell equilibrium for the force-free Harris sheet // *Phys. Plasmas.* 2009. V. 16. № 12. P. 122102–122102-10.
- [Northrop, 1963] *Northrop T.G.* The adiabatic motion of charged particles. Interscience publishers, 1963.
- [Petrukovich et al., 2005] *Petrukovich A.A., Baumjohann W., Nakamura R. et al.* // *Adv. Space Res.* 2005. V. 36. № 10. P. 1830–1834.
- [Petrukovich et al., 2009] *Petrukovich A.A., Baumjohann W., Nakamura R., Rème H.* Tailward and earthward flow onsets observed by Cluster in a thin current sheet // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. 9203.
- [Petrukovich, 2009] *Petrukovich A.A.* Dipole tilt effects in plasma sheet By: statistical model and extreme values // *Annales Geophys.* 2009. V. 27. № 3. P.1343–1352.
- [Petrukovich, 2011] *Petrukovich A.A.* Origins of plasma sheet By // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. № A7. CiteID A07217.
- [Phan et al., 2007] *Phan T.D., Drake J.F., Shay M.A. et al.* Evidence for an Elongated (>60 Ion Skin Depths) Electron Diffusion Region during Fast Magnetic Reconnection // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 255002.
- [Pritchett, Coroniti, 1992] *Pritchett P.L., Coroniti F.V.* Formation and stability of the self-consistent one-dimensional tail current sheet // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 16,773–16,787.
- [Pritchett, 2001] *Pritchett P.L.* Geospace environment modeling magnetic reconnection challenge: simulations with a full particle electromagnetic code // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 3783–3798.
- [Roth et al., 1996] *Roth M., de Keyser J., Kuznetsova M.M.* // *Space Sci. Revs.* 1996. V. 76. № 3–4. P. 251–317.
- [Rong et al., 2011] *Rong Z.J., Wan W.X., Shen C. et al.* Statistical survey on the magnetic structure in magnetotail current sheets // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. № A9. CiteID A09218.
- [Rong et al., 2012] *Rong Z.J., Wan W.X., Shen C. et al.* Profile of strong magnetic field By component in magnetotail current sheets // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. № A6. CiteID A06216.

- [Runov et al., 2003] *Runov A., Nakamura R., Baumjohann W. et al.* // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30. № 11. P. 33-1. DOI: 10.1029/2002GL016730.
- [Runov et al., 2006] *Runov A., Sergeev V.A., Nakamura R. et al.* Local structure of the magnetotail current sheet: 2001 Cluster observations // *Ann. Geophys.* 2006. V. 24. P. 247–262.
- [Schindler, 1972] *Schindler K.* A Self-Consistent Theory of the Tail of the Magnetosphere // *Earth's Magnetospheric Processes* / Ed. B. M. McCormac // *Astrophys. Space Sci. Library.* 1972. V. 32. P. 200.
- [Schindler, 1974] *Schindler K.* A theory of the substorm mechanism // *J. Geophys. Res.* 1974. V. 79. P. 2803–2810
- [Sergeev, 1987] *Sergeev V.A.* Penetration of the By component of the IMF into the magnetotail // *Geomagnetizm Aeronomy.* 1987. V. 27. P. 612–615.
- [Sergeev et al., 1996] *Sergeev V.A., Pulkkinen T.I., Pellinen R.J.* Coupled-mode scenario for the magnetospheric dynamics // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. № A6. P. 13047–13066.
- [Sergeev et al., 2003] *Sergeev V., Runov A., Baumjohann W. et al.* Current sheet flapping motion and structure observed by Cluster // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30. P. 1327. doi:10.1029/2002GL016500.
- [Shen et al., 2008a] *Shen C., Rong Z.J., Li X. et al.* Magnetic configurations of the tilted current sheets in magnetotail // *Ann. Geophys.* 2008. V. 26. P. 3525–3543.
- [Shen et al., 2008b] *Shen C., Liu Z.X., Li X. et al.* Flattened current sheet and its evolution in substorms // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113(7). CitelD A07S21. DIO:10.1029/2007JA012812.
- [Silin, Buchner, 2003] *Silin I., Buchner J.* Nonlinear instability of thin current sheets in antiparallel and guided magnetic fields // *Phys. Plasmas.* 2003. V. 10. № 9. P. 3561–3570.
- [Silin, Buchner, 2006] *Silin I., Buchner J.* Three-dimensional Vlasov-code simulations of magnetopause-like current sheets // *Adv. Space Res.* 2006. V. 37. № 7. P. 1354–1362.
- [Sitnov et al., 2000] *Sitnov M.I., Zelenyi L.M., Malova H.V., Sharma A.S.* Thin current sheet embedded within a thicker plasma sheet: self-consistent kinetic theory // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 13029–13044.
- [Sonnerup, 1971] *Sonnerup B. U. Ö.* Adiabatic particle orbits in a magnetic null sheet // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. P. 8211–8222.
- [Tsurutani et al., 1984] *Tsurutani B. T., Jones D.E., Lepping R.P. et al.* The relationship between the IMF By and distant tail (150–238 Re) lobe and plasma sheet By fields // *Geophys. Res. Lett.* 1984. V. 11. P. 1082–1085.
- [van Hoven, Gross, 1971] *van Hoven G., Gross M.A.* Resistive Instability of the Sheet Pinch // *Phys. Fluids.* 1971. V. 14. P. 1141–1142.
- [Whipple et al., 1986] *Whipple E.C., Northrop T.G., Birmingham T.J.* Adiabatic theory in regions of strong field gradients // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91. P. 4149–4156.
- [Whipple et al., 1984] *Whipple E.C., Hill J.R., Nichols J.D.* Magnetopause structure and the question of particle accessibility // *J. Geophys. Res.* 1984. V. 89. P. 1508–1516.
- [Yamada et al., 2010] *Yamada M., Kulsrud R., Ji H.* Magnetic reconnection // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 603–664.
- [Yin et al., 2008] *Yin L., Daughton W., Karimabadi H. et al.* Three-Dimensional Dynamics of Collisionless Magnetic Reconnection in Large-Scale Pair Plasmas // *Phys. Rev. Letts.* 2008. V. 101. № 12. Id. 125001.
- [Zelenyi et al., 2000] *Zelenyi L.M., Sitnov M.I., Malova H.V., Sharma A.S.* Thin and Superthin Ion Current Sheets. Quasiadiabatic and Nonadiabatic Models // *Nonlin. Proc. Geophys.* 2000. V. 7. P. 127–139.
- [Zelenyi et al., 2002] *Zelenyi L.M., Delcourt D.C., Malova H.V., Sharma A.S.* “Aging” of the magnetotail thin current sheets // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29. P. 1608. doi: 10.1029/2001GL013789.
- [Zelenyi et al., 2004] *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu. et al.* Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy // *Nonlin. Proc. Geophys.* 2004. V. 11. P. 579–587.



- 
- [Zelenyi et al., 2010] *Zelenyi L. M., Artemyev A. V., Petrukovich A. A.* Earthward electric field in the magnetotail: Cluster observations and theoretical estimates? // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. CiteID L06105.
- [Zelenyi et al., 2011] *Zelenyi L. M., Malova H. V., Artemyev A. V. et al.* Thin current sheets in collisionless plasma: Equilibrium structure, plasma instabilities, and particle acceleration // *Plas. Phys. Rep.* 2011. V. 37. P. 118–160.
- [Zhu, Parks, 1993] *Zhu Z., Parks G.* Particle orbits in model current sheet with a nonzero  $B(y)$  component // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. № A5. P. 7603–7608.

### III.3. НЕАДИАБАТИЧЕСКОЕ УСКОРЕНИЕ ИОНОВ В ТОКОВОМ СЛОЕ ГЕОМАГНИТНОГО ХВОСТА И СТРУКТУРА ПОГРАНИЧНОГО ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ

Е. Е. Григоренко, Л. М. Зелёный

Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

#### 1. Введение

С момента своего открытия в середине 1960-х гг. [Ness, 1965], геомагнитный хвост земной магнитосферы притягивает внимание исследователей как гигантский природный резервуар, в котором накапливается и высвобождается энергия, поступающая в магнитосферу из солнечного ветра (СВ). Геомагнитный хвост образуется за счет вытягивания силовых линий дипольного магнитного поля Земли на ночную сторону потоком СВ, обтекающим магнитосферу. Спустя примерно 10 лет после открытия хвоста, были описаны его основные плазменные области (рис. 1) [Akasofu et al., 1973].

1. *Пограничный слой*, образуемый плазмой СВ, проникающей под магнитопаузу. Свойства плазмы в пограничном слое близки к ее характеристикам в магнитослое, однако ее скорость несколько меньше. Пограничный слой формируется всюду на границе магнитосферы и на разных ее участках носит разные названия: на малых геомагнитных широтах на дневной стороне магнитопаузы и на ее флангах, он называется низкоширотным пограничным слоем. Высокоширотный пограничный слой на ночной стороне магнитосферы принято называть плазменной мантией, а на ее дневной стороне — входным слоем.

2. Под плазменной мантией в северной и южной долях хвоста расположены протяженные области, называемые *высокоширотными долями хвоста*, или просто долями, заполненные холодной, как правило, разреженной плазмой ( $n \leq 0.1 \text{ см}^{-3}$ ), замагниченной сильным магнитным полем, которое в северной доле хвоста на-

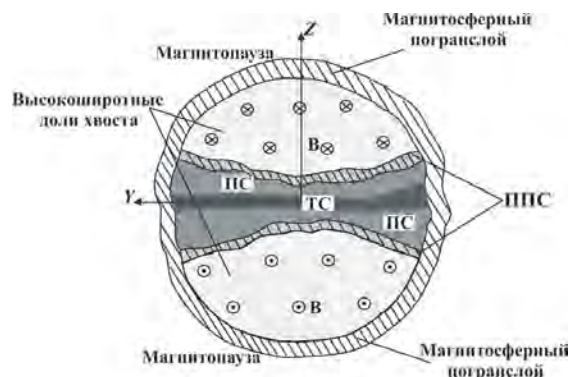


Рис. 1. Схематическое изображение поперечного (в плоскости  $(YZ)_{\text{GSM}}$ ) сечения геомагнитного хвоста (система координат GSM: ось  $X$  направлена от Земли к Солнцу, ось  $Z$  лежит в одной плоскости с осью  $X$  и магнитным диполем Земли, ось  $Y$  дополняет систему координат до правой тройки)

правлено к Земле, а в южной — от Земли ( $|\mathbf{V}| \sim 10\text{--}40$  нТл, в зависимости от расстояния до Земли; отношение теплового давления плазмы к магнитному давлению  $\beta \ll 1.0$ ). Магнитные силовые линии высокоширотных долей хвоста открыты, т. е. соединены с Землей лишь одним концом, другой же их конец связан с межпланетным магнитным полем.

3. *Плазменный слой* (ПС) хвоста магнитосферы находится на более низких геомагнитных широтах, чем высокоширотные доли хвоста, имеет толщину в несколько радиусов Земли ( $R_E$ ) и простирается поперек всего хвоста от утреннего до вечернего флангов магнитосферы. В отличие от высокоширотных долей хвоста, ПС заполнен горячей (температура несколько кэВ) изотропной плазмой, тепловое давление которой может в разы, а в его центральных областях в десятки и даже в сотни раз превышать магнитное давление ( $\beta \geq 1.0$ ) [Baumjohann et al., 1989]. ПС является динамичной областью, в его центральных областях часто наблюдаются потоки ускоренной плазмы, движущиеся к Земле, причем скорость их направленного движения перпендикулярна локальному магнитному полю и составляет несколько сотен км/с [Baumjohann et al., 1990; Petrukovich et al., 2001]. Своим существованием геомагнитный хвост обязан току, текущему поперек хвоста в окрестности нейтральной плоскости (где происходит смена направления магнитного поля) в слое, называемом Токовым Слоем (ТС). ТС является сложной структурой, динамика которой во многом зависит от соотношения между захваченными и пролетными частицами [Alexeev, Malova, 1995]. Кроме того, ТС может быть неоднородным и состоять из нескольких «вложенных» токовых структур [Zelenyi et al., 2006a]. Толщина ТС изменяется в зависимости от фазы геомагнитной активности в пределах от  $1\text{--}2R_E$  до размера порядка ионной инерционной длины ( $\sim 600$  км) [Runov et al., 2003; Sergeev et al., 2003; Asano et al., 2005].

Уже на заре исследований геомагнитного хвоста внимание специалистов привлекли сложные нестационарные процессы, происходящие на границе ПС с высокоширотными долями хвоста [Frank et al., 1978; Williams, 1981]. Первые важные результаты, продемонстрировавшие особый характер явлений, происходящих на границе ПС, были изучены экспериментаторами из группы Франка на искусственных спутниках Земли (ИСЗ) IMP-7, 8 в конце 1970-х годов [Frank et al., 1978; DeCoster, Frank, 1979]. Было обнаружено, что при пересечении спутником границы ПС, на расстояниях от Земли  $\sim 30\text{--}40R_E$  часто регистрировались быстрые плазменные потоки, движущиеся к Земле со скоростями порядка нескольких сотен км/с. Функция распределения ионов по скоростям в этих потоках (рис. 2) сильно отличалась от

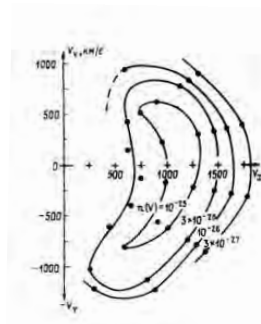


Рис. 2. Функция распределения протонов в плоскости ( $XY$ ), измеренная на границе ППС 26 января 1975 г. спутником IMP-7 [DeCoster, Frank, 1979]

изотропных распределений Максвелла, даже при их сдвиге на дрейфовую скорость. Линии уровней функции распределения имели специфический «фасолевидный» вид, т. е. почти круговая форма линий уровня при больших значениях  $V_x$  сменяется приплюснутой, почти прямолинейной при уменьшении  $V_x$ . Примерно такие же анизотропные распределения ( $T_{\parallel} < T_{\perp}$ ) наблюдались спутниками ISEE [Birn et al., 1981]. Такая форма функций распределений напоминала перуанскую фасоль и получила в англоязычной литературе название «lima-bean».

То, что наблюдаемые потоки представляют собой именно пограничное явление, было подтверждено анализом синхронных измерений на ИСЗ IMP-7, 8. Позднее это предположение было подтверждено наблюдениями спутников ISEE-1, 2. В результате было установлено существование пространственной границы — пограничной области, — которая разделяет высокоширотную долю хвоста и центральный плазменный слой как северной, так и южной полусферы [Lui et al., 2001; Eastman et al., 1984; Parks et al., 1984; Grigorenko et al., 2002]. Эта область была названа Пограничным плазменным слоем (ППС) и считается важнейшей областью хвоста, с точки зрения транспорта энергии и импульса плазмы из источников ускорения, расположенных в дальних областях хвоста, к Земле [Eastman et al., 1984].

Измерения, производимые спутниками ISEE, обладали лучшим временным (и как следствие пространственным разрешением) по сравнению с предыдущими миссиями, кроме того, стало возможным измерять трехмерную ионную функцию распределений по скоростям. В результате было получено много новой информации, в частности, в работе [Williams, 1981] впервые сообщалось о том, что ускоренные ионные пучки могут двигаться вдоль магнитного поля не только к Земле, но и от Земли и часто навстречу друг другу (измерения производились в хвосте, на расстояниях  $16\text{--}22R_E$  от Земли). При движении спутника вглубь ППС происходит трансформация функции распределений ионов по скоростям из распределений, образованных пучком ускоренных ионов, движущимся с малыми питч-углами и в одном направлении, (как правило, к Земле) в функцию распределения, образованную уже двумя пучками, движущимися также преимущественно вдоль магнитного поля, но уже во встречных направлениях (к Земле и от Земли), ну и наконец, ближе к ПС происходит изотропизация функции распределения ионов по скоростям (рис. 3).

В работе [Eastman et al., 1984], на примере анализа нескольких случаев, было показано, что встречные ионные пучки, так же как и пучки, идущие в одном направлении, наблюдаются в ППС независимо от фазы геомагнитной активности и в широком диапазоне энергий (до 100 кэВ). Однако аналогичные исследования, выполненные в работе [Lui et al., 2001], показали, что наиболее энергичные пучки наблюдаются во время фазы восстановления.

В связи с этими наблюдениями в работе [Birn, Hones, 1981] было высказано предположение, что встречные, движущиеся от Земли пучки ускоренных ионов, имеют источником своего ускорения магнитную X-линию, которая во время суббури может сформироваться в ближнем хвосте, т. е. между спутником и Землей. Однако эти предположения противоречили фактам наблюдения встречных пучков во время спокойных периодов, когда X-линия должна была бы находиться в дальних областях хвоста, т. е. за спутником. В результате, стало общепринятым объяснение появления встречных пучков в ППС посредством отражения «прямых», движущихся к Земле пучков, от магнитных зеркал, сформированных сильным магнитным полем вблизи Земли. Свидетельствами в пользу этого объяснения являются, в первую очередь, факт наблюдения встречных пучков на более низких широтах (внутри ППС) и их более низкая интенсивность по сравнению с прямыми пучками, за счет частичного высыпания в высокоширотной авроральной области [Takahashi, Hones, 1988; Parks et al., 1998].

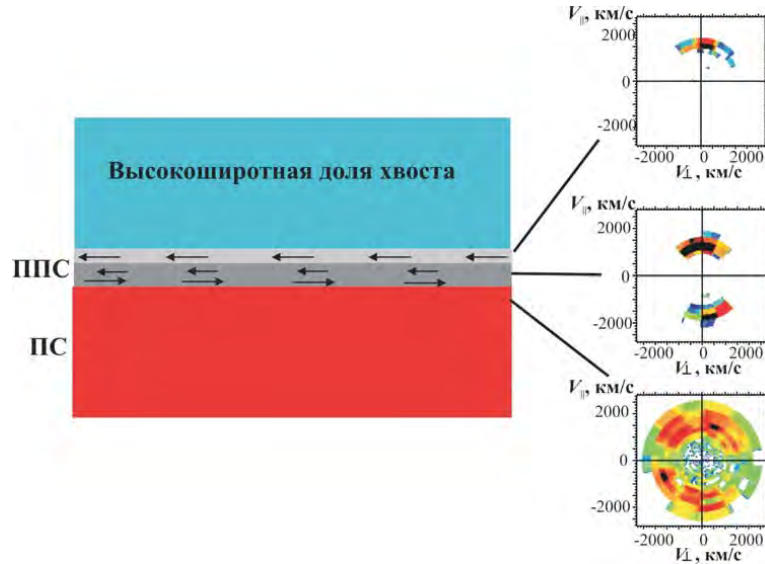


Рис. 3. Типичные распределения дифференциального потока ионов в пространстве скоростей ( $V_{\perp}$ ,  $V_{\parallel}$ ), наблюдаемые спутниками Cluster на расстоянии от Земли  $X = -18R_E$ , на высокоширотной границе ППС (пучок ионов, движущийся с малыми питч-углами, в одном направлении (к Земле)); внутри ППС (встречные ионные пучки) и в ПС (почти изотропное по скоростям распределение ионов)

В процессе движения из источника ускорения, расположенного в хвосте, к точке наблюдения вблизи Земли заряженные частицы испытывают дрейф в скрещенных электрическом и магнитном полях  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  (где  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля утро-вечер и  $\mathbf{B}$  — напряженность магнитного поля), который в высокоширотных долях хвоста, как в северной, так и в южной, направлен к нейтральной плоскости. В результате частицы смещаются в направлении экватора, причем величина смещения пропорциональна времени пролета частицы от источника к детектору. Таким образом, если ускорение частиц до разных энергий происходит в одном источнике, то на некотором расстоянии  $X$  от источника частицы распределяются по широте, согласно их энергиям: самые энергичные частицы будут наблюдаться на более высоких широтах, в частности, на высокоширотной границе ППС, а менее энергичные — на более низких широтах (внутри ППС). Причем, чем больше расстояние от источника до места регистрации  $X$ , тем более выраженным будет пространственное разделение частиц разных энергий. В результате в ППС формируется пространственная дисперсия частиц по скоростям. Такой эффект был назван *эффектом фильтрации частиц по скоростям* [Andrews et al., 1981; Williams, 1981].

Обобщая наблюдения, сделанные в хвосте спутниками проектов IMP и ISEE, в работе [Forbes et al., 1981] была предложена схема формирования ионных распределений наблюдаемых в ППС вблизи Земли (на расстоянии  $\sim 10R_E$ ) (см. рис. 4). Согласно этой схеме в процессе движения из области высоких широт, в направлении к нейтральной плоскости спутник должен наблюдать вблизи высокоширотной границы ППС ускоренные электроны, затем, на более низких широтах будут наблюдаться наиболее энергичные, движущиеся к Земле с малыми питч-углами ионы, далее, с уменьшением широты энергия ионов, движущихся к Земле, должна уменьшаться, и одновременно должны появляться встречные, отразившиеся от Земли, энергичные ионы. Причем, отраженные ионы, из-за их большего времени пролета, должны

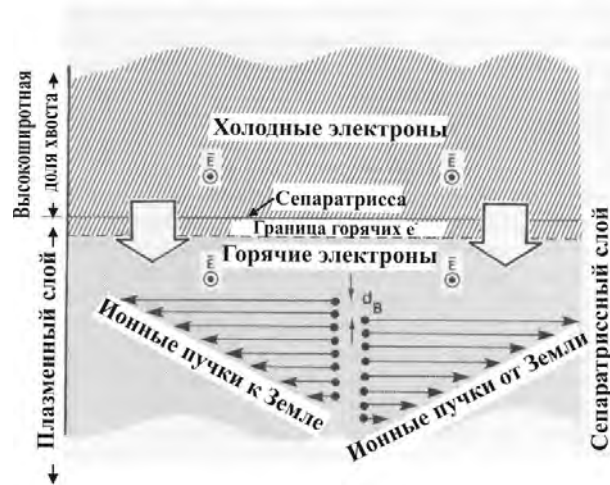


Рис. 4. Схема пространственной структуры ППС как сепаратрисного слоя в направлении от высоких широт к экваториальной плоскости [Forbes et al., 1981]

наблюдаться на более низких широтах, чем ионы тех же энергий, но движущиеся к Земле непосредственно из источника ускорения. Толщина ППС была оценена в довольно широких пределах — от 0.5 до  $3R_E$  [Williams, 1981; Eastman et al., 1984; Takahashi, Hones, 1988].

Такая, несколько идеализированная картина, должна наблюдаться в ППС в случае квазистационарного ускорения ионов в источнике, генерирующем ионы с достаточно большим разбросом по скоростям. Однако в ряде работ сообщалось о том, что наблюдаемые в ППС ионные пучки имеют длительность  $\sim 1-3$  мин. На этом основании авторами был сделан вывод об импульсном характере их ускорения в ТС [Baumjohann et al., 1988; Sergeev et al., 1992].

В работе [Williams, Speiser, 1984] была сделана попытка установить, какой все-таки источник, импульсный или стационарный, ответственен за ускоренные пучки и потоки ионов, наблюдаемые в ППС. Моделируя трехмерные функции распределения ионов, возникающие от двух типов источников, авторы проектировали их из области ускорения к наблюдателю, пытаясь определить, какая из двух гипотез, лучше описывает особенности энергетических спектров ионов в ППС, полученные спутником ISEE-1. Моделирование производилось с помощью теоремы Лиувилля, при использовании ряда сильных упрощений. Оказалось, что все наблюдаемые особенности ионных спектров можно получить проектированием как от переменного, так и от стационарного источников ускорения, расположенных в дальних областях хвоста. В итоге, авторы справедливо заключили, что по измерениям в одной точке невозможно определить тип источника ускорения. Более того, в реальных условиях из-за наличия различных возмущений силовых трубок ППС, ситуация оказывается настолько сложной, что вопрос о типе источника становится практически неразрешимым даже по двухспутниковым измерениям.

Сложная пространственно-временная структура ППС впервые была замечена по ионным спектрограммам, измеренным вблизи высокоширотной границы полярного овала, там, где ускоренные ионы должны высыпаться из ППС хвоста, в том случае, если они смогут достичь областей вблизи Земли. Спутниковые наблюдения в этой области на высотах  $\sim 2-4R_E$  выявили богатое разнообразие ионных структур с энер-

гиями от нескольких кэВ до десятков кэВ, диспергированных по энергиям, с различным характером зависимости энергии от широты наблюдения или от времени. В авроральной области дисперсию ионов по энергиям легче наблюдать, поскольку спутник там движется значительно быстрее, чем в хвосте, так как находится вблизи перигея своей орбиты. Тем самым, за сравнительно короткое время спутник пересекает всю область ППС и большую часть ПС и может измерять почти «мгновенный снимок» этих областей, тогда как в хвосте спутник может десятки минут, находиться лишь вблизи высокоширотной границы ППС.

Уже первые наблюдения вблизи высокоширотной границы полярного овала спутником AUREOL-3 установили существование квазистационарных диспергированных ионных структур с «прямой» дисперсией по энергиям: энергия ионов уменьшалась с уменьшением широты наблюдения [Zelenyi et al., 1990a; Bosqued, 1993]. Длительность наблюдения этих структур достигала 20 мин, широтный размер  $\sim 0.7\text{--}2.5^\circ$ . Максимальные энергии ионов в таких структурах не превышали 15 кэВ, а энергии электронов составляли 0.5–2 кэВ. Тот факт, что независимо от направления пересечения спутником высокоширотной авроральной области (со стороны высоких, либо со стороны низких широт), наибольшие энергии ионов наблюдались вблизи высокоширотной границы полярного овала, т. е. энергия ионов в таких структурах зависела только от широты и не зависела от времени наблюдения, что указывает на пространственный, а не на временной характер дисперсии в этих структурах. В качестве механизма, ответственного за формирование такой дисперсии, был предложен эффект фильтрации ионов по скоростям (за счет упомянутого выше дрейфа  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ), а сами структуры получили название Velocity Dispersed Ion Structures (VDIS). По зависимости дисперсии ионов от широты (предполагая, что всех ионы, формирующие VDIS, были ускорены в одном источнике в хвосте, и что скорость дрейфа  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  была постоянной в течение всего времени наблюдения) расстояние до источника ускорения ионов в хвосте было грубо оценено как  $\sim 100R_E$ . Статистический анализ частоты регистрации VDIS выявил тенденцию более частого их наблюдения во время спокойных или слабо-возмущенных геомагнитных периодов, в частности, на фазе восстановления [Elphinstone et al., 1995].

Позднее, наблюдения этих «средних» характеристик VDIS были подтверждены наблюдениями спутников Интербол-2 и Cluster, а также были замечены и некоторые другие их особенности [Sauvaud, Kovrazhkin, 2004; Keiling et al., 2004]. В частности, в этих работах сообщалось о том, что структура VDIS не является однородной, а состоит из более мелкомасштабных субструктур со своим собственным характером дисперсии ионов по энергиям. Длительность наблюдения отдельной субструктуры составляла 1–3 мин, а интервалы между их наблюдениями были  $\sim 3$  мин. Такие наблюдения можно было бы интерпретировать как короткое время жизни субструктур в результате их импульсного ускорения в источниках. При этом, дисперсия в субструктурах должна была быть обусловлена времяпролетным эффектом, связанным с разным временем прибытия ионов различных энергий. Именно такое объяснение было выбрано авторами этих работ. Однако возможно и другое объяснение сложного характера энергетической дисперсии в ускоренных ионных субструктурах, связанное с нелинейными эффектами в источниках их ускорения [Zelenyi et al., 2006b].

С временным характером дисперсии ионов по энергиям связано наблюдение в высокоширотной авроральной области другого класса диспергированных ионных структур, так называемых Time-Dispersed Ion Structures (TDIS). Максимальные энергии в TDIS, как правило, превышали 15 кэВ, и ионы с наибольшими энергиями всегда наблюдались раньше менее энергичных ионов, независимо от того, находился ли спутник на высокоширотной границе полярного овала или на более низких широтах, т. е. энергия ионов зависела от времени, а не от широты. Конечно, из-за наличия



в хвосте конвекции невозможно не учитывать и влияние пространственной фильтрации ионов по скоростям. Однако, если источник ускорения расположен достаточно близко от Земли и генерация ускоренных ионов с достаточно большим разбросом скоростей происходит в течение короткого времени (1–3 мин), влияние эффекта фильтрации по скоростям (заметного при пролетах ионов на большие расстояния) будет значительно слабее, чем влияние временных эффектов, связанных с прекращением и возобновлением ускорительного процесса. По оценкам, сделанным в разных работах, источник ускорения таких структур находился в хвосте на расстояниях от Земли  $\sim 8\text{--}40R_E$ . Статистически было показано, что TDIS наблюдаются в основном во время суббуревой активности [Sauvaud et al., 1999; Sauvaud, Kovrazhkin, 2004; Sergeev et al., 1992]. Типичные энергии ионов, формирующих TDIS, составляют десятки кэВ. Интересно, что электроны, наблюдаемые одновременно с TDIS имеют энергии порядка нескольких кэВ, т. е. энергии, сравнимые с энергиями электронов в центральном ПС. Возможным источником ускорения таких структур считается магнитное пересоединение, которое может происходить в импульсном режиме вблизи Земли [Sergeev et al., 2007]. Кроме того, временные характеристики TDIS сходны с характеристиками транзиентных высокоскоростных потоков, наблюдаемых в ПС, источником которых, также считается магнитное пересоединение [Sergeev et al., 1992].

## 2. Механизмы ускорения ионов, формирующих ППС

Выяснению механизмов столь эффективного ускорения заряженных частиц, формирующих ППС, были посвящены многочисленные теоретические исследования. Очевидно, что столь мощное ускорение плазмы должно происходить в тех областях, где заряженные частицы «размагничиваются», т. е. их движение перестает контролироваться магнитным полем и частицы могут ускоряться потенциальным и/или индукционными электрическими полями. Потенциальное квазистационарное электрическое поле утро–вечер генерируется в магнитосфере за счет различных механизмов взаимодействия с солнечным ветром [Axford, Hines, 1961; Dungey, 1961]. Типичные величины этого поля в хвосте составляют 0.1–0.3 мВ/м [Kivelson, Russel, 1995]. Индукционные электрические поля могут возникать в результате быстрых изменений магнитной конфигурации, например, при спонтанном магнитном пересоединении [Zelenyi et al., 1990b], в процессе разрушения ТС [Lui, 1996; Lutsenko et al., 2008] или в областях сильной магнитной турбулентности вблизи магнитной X-линии [Milovanov, Zelenyi, 2001; Artemyev et al., 2009]. Например, Хошино и др. [Hoshino et al., 1998] сообщили о наблюдении индукционного электрического поля амплитудой в несколько мВ/м в области магнитного пересоединения. Такие электрические поля могут ускорить ионы до энергий в сотни кэВ.

Считалось, что основным источником сильного ускорения заряженных частиц в хвосте является магнитное пересоединение, в результате которого пучки ускоренных ионов и электронов инжектируются в Центральный Плазменный Слой (ЦПС) и ППС [Amano, Tsuda, 1978; Martin, Speiser, 1988; Hoshino et al., 1998]. Признаки магнитного пересоединения, имеющего конфигурацию X-линии, действительно наблюдались различными спутниковыми миссиями как в ТС ближнего хвоста, так и в дальних областях хвоста (см., например, [Nishida et al., 1996; Fujimoto et al., 2001; Nagai et al., 2001; Runov et al., 2003; Nakamura et al., 2004a; Alexeev et al., 2005]). Пересечение спутником магнитной сепаратрисы между еще открытыми и уже пересоединенными (замкнутыми) силовыми линиями хорошо наблюдается в электронных функциях распределения по скоростям, которые вблизи сепаратрисы являются существенно анизотропными вдоль магнитного поля, а по мере продвижения

спутника в область замкнутых силовых линий магнитного поля трансформируются в изотропные распределения [Grigorenko et al., 2009].

Однако, как было показано в работах [Lyons, Speiser, 1982; Büchner, Zelenyi, 1988; Zelenyi et al., 1988; Ashour-Abdalla et al., 1993; Ashour-Abdalla et al., 2005], наличие магнитного пересоединения совсем необязательно для эффективного ускорения ионов в ТС, достаточно лишь существования в нем областей со слабым, но ненулевым магнитным полем. Если магнитное поле в ТС мало настолько, что нарушается сохранение первого адиабатического инварианта, то частица «размагничивается» и ее движение становится неадиабатическим. В качестве количественной характеристики неадиабатичности движения в работе [Büchner, Zelenyi, 1989] был введен параметр неадиабатичности  $\varkappa$

$$\varkappa = \sqrt{\frac{R_C}{\rho_{Mi}}} . \quad (1)$$

Здесь  $R_C$  — радиус кривизны силовой линии магнитного поля в области взаимодействия частицы с ТС и  $\rho_{Mi}$  — максимальная величина ларморовского радиуса заряженной частицы. Движение частицы становится неадиабатическим, если  $\varkappa < 1.0$ .

Для анализа неадиабатической динамики зараженных частиц была использована упрощенная модель ТС с малой, нормальной к слою компонентой магнитного поля, постоянной величины  $B_Z$ . Присутствие  $B_Z$ -компоненты кардинальным образом изменяет топологию магнитного поля и является необходимым для объяснения инжекции частиц вдоль силовых линий магнитного поля в ППС по направлению к Земле. В модели предполагалось, что такая инжекция произойдет лишь после того, как частицы продрейфуют из высокоширотных долей хвоста к ТС, проведут в его окрестности некоторое время, одновременно ускоряясь там электрическим полем утро–вечер. При этом частицы приобретают энергию за счет механизма сходного с механизмом ускорения Ферми, при отражении от «магнитного зеркала», движущегося со скоростью конвекции  $V_C = E/B_Z$ , где  $E$  — напряженность электрического поля утро–вечер и  $B_Z$  — величина нормальной компоненты магнитного поля в области взаимодействия частиц с ТС. Тогда величина энергии, приобретаемой частицей в результате такого взаимодействия

$$\Delta W \approx \frac{m}{2} (2V_C)^2 = \frac{m}{2} \left( \frac{2E}{B_Z} \right)^2 , \quad (2)$$

где  $m$  — масса частицы. При этом величина энергии  $\Delta W$ , набираемой частицей при взаимодействии с ТС, намного превышает ее начальную энергию  $mV_0^2/2$  (где  $V_0$  — начальная скорость частицы).

В работе [Алексеев, Кропоткин, 1970] исследовалось движение неадиабатических частиц в ТС. Авторы установили, что взаимодействие частицы с ТС носит характер многократных пересечений границы раздела противоположно направленных магнитных полей, и вычислили время пребывания частицы в ТС и число взаимодействий с ним. Также было показано, что перемещение неадиабатической частицы поперек ТС геомагнитного хвоста ограничивает (в результате конечных размеров системы) диапазон возможных энергий, набираемых частицей в результате взаимодействия. Неадиабатическая модель ускорения хорошо описывала наблюдаемую в ППС «фасолевидную» форму ионных функций распределений.

Заряженные частицы, неадиабатически взаимодействующие с ТС в тех его областях, где параметр  $\varkappa$ , определяемый по формуле (1), меньше 1.0, набирают энергию (2), которая, в общем случае, практически полностью переходит в тепловую форму, что обеспечивает нагрев частиц, формирующих ПС. Однако, чтобы в ППС хвоста были инжектированы коллимированные по питч-углам ускоренные частицы, необходимо выполнение дополнительных, так называемых, резонансных условий ускорения.

Движение неадиабатической частицы в ТС имеет сложный вид, и кинетический анализ траекторий таких частиц позволил выделить две составляющие такого движения, характеризующиеся различными временными масштабами: 1) медленное квазилармовское вращение частицы в слабом магнитном поле ТС  $B_Z$ ; 2) быстрые осцилляции в плоскости, перпендикулярной плоскости ТС (в направлении нормали к плоскости ТС,  $\mathbf{Z}$ ), рис. 5.

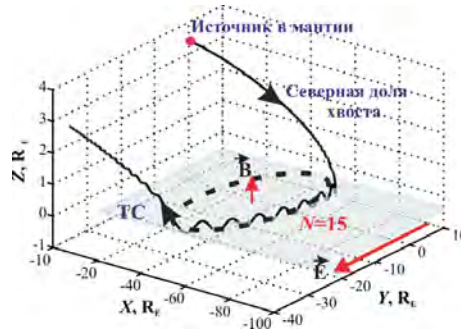


Рис. 5. Траектория неадиабатической частицы в ТС. Частица испытывает медленное квазилармовское вращение вокруг малого поля  $\mathbf{B}$  и быстрые осцилляции в плоскости, перпендикулярной плоскости ТС. Если число осцилляций  $N$  — целое, то частицы вылетают из ТС в ППС практически без рассеяния, где формируют пучки или потоки, движущиеся вдоль силовых линий магнитного поля

Наличие этих двух временных масштабов позволило ввести квазиадиабатический инвариант для быстрой составляющей движения

$$I_Z = \frac{1}{2\pi} \oint \dot{z} dz, \quad (3)$$

который приблизительно сохраняется вдоль траектории частицы [Sønnerup, 1971]. Однако при пересечениях нейтральной плоскости ( $Z = 0$ ) в результате быстрых осцилляций величина  $I_Z$  испытывает скачок  $\Delta I_Z$  [Büchner, Zelenyi, 1988].

В работе [Büchner, Zelenyi, 1989] общее выражение (3) для  $I_Z$  было адаптировано к магнитной конфигурации магнитосферного хвоста, и был вычислен скачок  $\Delta I_Z$ , который испытывает величина квазиадиабатического инварианта при пересечении магнитной сепаратрисы (т. е. при первом и последнем пересечениях плоскости  $Z = 0$ ). Оказалось, что величина  $\Delta I_Z$  очень чувствительна к фазе быстрых осцилляций неадиабатической частицы  $\theta$  и, в общем случае, при нескольких пересечениях нейтральной плоскости, движение частицы становится хаотичным. Однако существуют особые области в параметрическом пространстве, для которых движение неадиабатической частицы остается практически регулярным. В этих областях приращение фазы между входом частицы в ТС и выходом из него  $\Delta\theta$  становится равным  $N\pi$ , (где  $N$  — любое целое число, называемое номером резонанса), при этом, скачок квазиадиабатического инварианта  $\Delta I_Z$  становится равным нулю и зависимость  $\Delta I_Z(\theta)$  исчезает. Таким образом, если локальные параметры ТС в области взаимодействия таковы, что выполняется резонансное условие

$$\Delta\theta = N\pi, \quad (4)$$

стохастические скачки квазиадиабатического инварианта на входе и выходе частицы из ТС компенсируют друг друга, и движение неадиабатической частицы становится регулярным.

В этом случае практически вся набранная частицей энергия (2) переходит в кинетическую энергию ее направленного движения вдоль силовых линий магнитного поля. Такие частицы вылетают из ТС в ППС (рис. 5), где формируют коллимированные по питч-углам потоки или пучки ускоренных ионов. Области ТС, в которых выполняется условие (4), были названы областями резонансного ускорения или просто резонансами. Номер резонанса  $N$ , кроме математического, имеет и физический смысл — это отношение полупериода медленного квазиларморовского вращения частицы в плоскости ТС к полупериоду быстрых осцилляций в плоскости, перпендикулярной ТС.

Идея существования в ТС резонансов обсуждалась на основе простой одномерной модели в теоретических работах, начиная с конца 1980-х годов [Büchner, 1991; Büchner, Zelenyi, 1988; Büchner, Zelenyi, 1989; Burkhardt, Chen, 1991]. Было показано, что для заданной величины локального магнитного поля  $B_Z$  в ТС, резонансные условия выполняются только для определенного набора, так называемых, резонансных скоростей  $V_N \sim N^2$  [Chen, 1992]. Для более реалистичной двумерной модели, в которой величина нормальной компоненты магнитного поля в ТС зависит от радиального расстояния от Земли,  $B_Z = B_Z(X)$ , структурирование функции распределения в пространстве скоростей должно отличаться от предсказанного в работе [Chen, 1992].

В работе [Ashour-Abdalla et al., 1993] на основе крупномасштабной кинетической модели было выполнено моделирование неадиабатического взаимодействия ионов с ТС в широкой окрестности дальней X-линии. Было установлено, что резонансные условия взаимодействия (4) выполняются только в локализованных областях ТС, находящихся на различных расстояниях от Земли  $X_1, X_2, \dots, X_N$ . Ионы, ускоренные в этих областях (резонансах), движутся вдоль практически невозмущенных Спейсеровских орбит, вылетая из ТС почти без рассеяния и формируя в ППС локализованные в пространстве ионные пучки, движущиеся к Земле вдоль силовых линий магнитного поля. Такие локализованные ионные пучки были названы бимлетами.

Для ускорения ионов до энергий  $\geq 10$  кэВ, магнитное поле в ТС в области взаимодействия при напряженности электрического поля утро-вечер  $E \sim 0.1$  мВ/м, согласно (2), должно быть  $B_Z < 0.2$  нТл, т. е. быть довольно малым, однако ненулевым. Таким образом, данный механизм ускорения может реализовываться в различных областях ТС, находящихся на замкнутых силовых линиях магнитного поля, и, значит, необязательно в окрестности магнитной X-линии.

Если области резонансного ускорения расположены достаточно далеко от магнитной X-линии, находящейся на расстоянии  $X_0$  от Земли и градиент  $B_Z(X)$  достаточно мал в области данного резонанса, расположенного на расстоянии  $X = X_N$  от Земли, т. е.

$$|X_0 - X_N| \left| \frac{d \ln B_Z(X)}{dX} \right|_{X=X_N} \gg 1.0,$$

тогда изначально холодные ионы, поступающие из мантии и/или ионосферы в данную резонансную область в ТС, будут проходить в направлении утро-вечер приблизительно одинаковые расстояния  $\Delta Y$  и, тем самым, набирать примерно одинаковые энергии. В этом случае бимлеты, вылетающие в ППС из таких резонансных областей, будут характеризоваться высокой коллимацией по скоростям.

В линейном приближении можно довольно просто оценить ширину функции распределения ионов, формирующих бимлет, в пространстве скоростей  $\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel}$ . Такая оценка была сделана в работе [Grigorenko et al., 2009], где было показано, что ширина резонанса в пространстве скоростей составляет  $\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel} \sim 0.1$ . Эта оценка является, фактически, нижней границей возможной ширины резонанса, так как при ее вычислении не были учтены начальный тепловой разброс ионов по скоростям

и нелинейные эффекты, связанные, например, с самосогласованным влиянием собственных токов, создаваемых ускоряемыми ионами, на локальное магнитное поле в резонансном источнике, что, в свою очередь, сказывается на функции распределения ускоренных ионов [Zelenyi et al., 2006b].

Важно отметить, что полученная оценка ширины резонанса  $\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel}$  является универсальной и не зависит от конкретной зависимости магнитного поля в ТС  $B_Z(X)$  (т. е. от конкретной модели магнитного поля), а также не зависит от номера резонанса  $N$ .

В работе [Zelenyi, 2007] была получена зависимость энергии бимлета  $W$  от номера резонанса  $N$ , в котором происходит ускорение. Было показано, что в случае неадиабатического ускорения ионов квазистационарным электрическим полем утро–вечер ( $E_Y \approx \text{const}$ ), эта зависимость приобретает простой вид

$$W_N = CN^{4/3}, \quad (5)$$

где  $C = 2mE_Y^2 \left(\frac{C_1}{\alpha}\right)^{-4/3} = \text{const}$ ,  $C_1 = \frac{4\Gamma(3/4)}{\pi^{1/2}\Gamma(1/4)} \approx 0.761$ .

Полученная простая зависимость энергии бимлета от номера ускорившего его резонанса, была названа универсальным скейлингом, в виду отсутствия зависимости  $W_N$  от конкретной модели магнитного поля в ТС  $B_Z(X)$ .

Еще одно явление, которое хотелось бы упомянуть в связи с теорией резонансного ускорения бимлетов, это возможность пересечения бимлетов, ускоренных в разных резонансах, в данной точке ППС с координатами  $(X, Z)$ . Согласно теории резонансного ускорения, бимлеты могут одновременно ускоряться в нескольких локализованных областях ТС, находящихся на различных радиальных расстояниях от Земли. Ввиду того, что магнитное поле в ТС зависит от радиального расстояния  $X$ ,  $B_Z = B_Z(X)$ , энергия  $W$ , приобретаемая заряженными частицами, неадиабатически взаимодействующими с ТС, согласно (2) также зависит от положения  $X$  резонансной области. Таким образом, ионы, ускоренные в разных резонансах, находящихся на разных расстояниях  $X$  от Земли будут иметь разные энергии. Этот эффект был впервые упомянут в работе [Ashour-Abdalla et al., 1993] и получил название эффекта «места рождения».

Эффект фильтрации частиц по скоростям приводит к тому, что в процессе своего движения к Земле бимлеты, ускоренные в разных резонансах, и, тем самым, имеющие разные энергии, смещаются в направлении экваториальной плоскости на различные расстояния  $\Delta Z$ , определяемые временем пролета ионов от места ускорения до точки регистрации. Может случиться так, что действие эффектов «места рождения» и фильтрации по скоростям скомпенсируют друг друга, т. е. различие в длинах траекторий ионов, ускоренных в разных резонансах, будет скомпенсировано различием в их энергиях. Тогда бимлеты, одновременно ускоренные на различных радиальных расстояниях от Земли, пересекутся в ППС в некоторой точке с координатами  $(X, Z)$  (рис. 6). Важно отметить, что для наблюдения данного явления, длительность процессов ускорения в различных резонансах должна быть больше, чем время распространения бимлетов от источников до места регистрации.

В работе [Zelenyi, 2007] были произведены вычисления координаты  $X$  точки пересечения двух бимлетов, ускоренных в разных резонансах (с номерами  $N - 1$  и  $N + 1$ ). В отличие от работы [Ashour-Abdalla et al., 1993], в которой рассматривалось ускорение бимлетов в соседних резонансах, в работе [Zelenyi, 2007] был проанализирован более общий случай, когда потоки ионов, поступающих в ТС из северной и южной мантии, имели различную интенсивность. Кинетический анализ траекторий движения неадиабатических ионов в резонансных областях показал, что



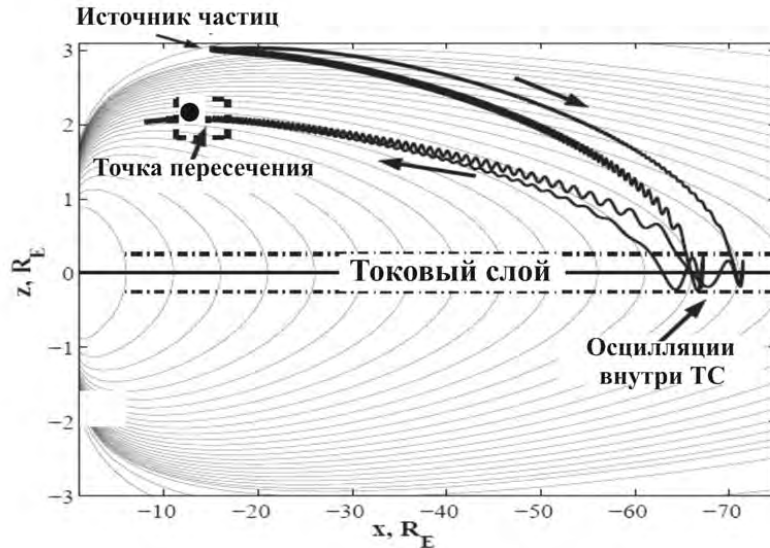


Рис. 6. Пересечение в ППС ближнего хвоста двух бимлетов, одновременно ускоренных в двух различных резонансах, находящихся в ТС дальнего хвоста [Zelenyi et al., 2006b]

ионы, взаимодействующие с ТС в резонансах с четными номерами, инжектируются затем в ППС противоположной полусферы, в то время как ионы, ускоренные в нечетных резонансах, инжектируются в ППС той же самой полусферы, из которой они пришли в ТС (рис. 7). Поэтому, в том случае, если поток ионов, поступающих в ТС из одной из полусфер, существенно меньше потока ионов, поступающих в ТС из другой полусферы, бимлеты наблюдаемые в ППС любой из полусфер хвоста будут ускорены через резонанс.

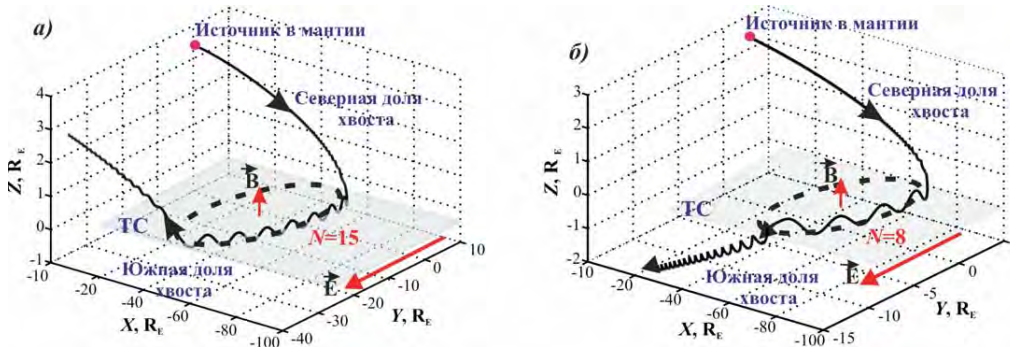


Рис. 7. Траектории ионов, ускоряемых в резонансе с нечетным номером  $N (= 15)$  (а); в резонансе с четным номером  $N (= 8)$  (б) [Zelenyi, 2007]

Моделирование, выполненное в работе [Zelenyi, 2007], показало, что пересечение бимлетов за счет одновременного действия эффектов их «места рождения» и фильтрации по скоростям действительно возможно и происходит в ППС хвоста на расстояниях от Земли более  $10R_E$  (в зависимости от свободных параметров модели).

В заключение следует отметить, что резонансная модель ускорения предполагает наличие в дальнем хвосте области квазистационарного магнитного пересоединения.

Однако сам процесс пересоединения при этом никак не влияет на характеристики резонансных источников, а играет скорее топологическую роль, обеспечивая необходимую «вытянутую» и квазистационарную магнитную конфигурацию хвоста.

Необходимо также отметить, что электроны, имеющие при тех же энергиях меньший гирорадиус, чем ионы, размагничиваются, соответственно, при гораздо меньших значениях  $B_Z$ . Таким образом, в тех областях ТС, где ионы уже размагничены и могут быть ускорены неадиабатическим механизмом, электроны все еще замагничены. Электроны могут быть захвачены в окрестности ТС за счет изотропизации по питч-углам при пересечении области, где нарушается адиабатическое приближение. Такая изотропизация возможна для не слишком энергичных электронов с  $W_e < 100$  кэВ. Влияние крупномасштабного электрического поля утро–вечер приводит к тому, что электроны, захваченные в окрестности НС, дрейфуют к Земле и набирают энергию за счет бетатронного ускорения

$$\frac{W_r}{W_0} \approx \left( \frac{B_Z(X_r)}{B_Z(X_0)} \right)^{2/3},$$

где  $W_r$  и  $B_Z(X_r)$  — энергия электронов и величина  $Z$ -компоненты магнитного поля в ТС на расстоянии  $X_r$  от Земли;  $W_0$  и  $B_Z(X_0)$  — начальная энергия и величина  $B_Z$  в точке влета электронов в ТС ( $X_0$ ) [Lyons, 1984].

Сложная пространственно-временная структура ППС безусловно определяется как механизмами ускорения ионов в источниках, так и пространственно-временными характеристиками этих источников, которые, в свою очередь, зависят от магнитной конфигурации и динамики хвоста. В следующих разделах мы обсудим методы идентификации области ППС по спутниковым данным, характерные пространственно-временные масштабы структур ускоренных ионов, наблюдаемых в ППС хвоста в различные периоды геомагнитной активности.

### 3. Методы идентификации ППС по спутниковым данным

Для исследования пространственно-временных характеристик структур ускоренных ионов и выяснения связей между частотой их наблюдения в ППС и геомагнитными и межпланетными условиями необходимы статистические исследования большого объема спутниковых наблюдений. В этой связи, многие исследователи пытались определить критерии идентификации ускоренных плазменных структур по моментам их функций распределения, что позволило бы автоматически (без визуального анализа) обрабатывать большое число спутниковых пролетов хвоста, выявляя интервалы пересечения ППС.

Естественно, что алгоритм идентификации интервалов пересечения ППС спутником должен основываться на основной характеристике этой области — наличии потоков ускоренных ионов. Поэтому, первоначально, одним из широко используемых критериев идентификации ППС, была величина  $X$ -компоненты скорости ионов  $V_X > 100$  км/с (т. е. скорости, направленной вдоль линии Земля–Солнце, что в высокоширотных долях хвоста и в ППС практически соответствует направлению вдоль силовых линий магнитного поля). Однако, как было показано в работах [Nakamura et al., 1991; Angelopoulos et al., 1994], плазменные потоки, движущиеся к Земле вдоль линии Земля–Солнце с  $V_X$  порядка нескольких сотен км/с, наблюдались не только в ППС, но и в ПС, и его центральных областях (ЦПС). Эти потоки принципиально отличались от ускоренных ионных структур, регистрируемых в ППС: в то время как в ППС ускоренные ионы движутся вдоль силовых линий магнитного поля, быстрые плазменные потоки в ПС и ЦПС движутся в направлении, перпендикулярном локаль-



ному магнитному полю, которое в этих областях имеет существенный  $Z$ -компонент. Таким образом, быстрые плазменные потоки являлись, по сути, конвективными [Petrukovich et al., 2001] и имели, тем самым, другую природу и, возможно, другой источник ускорения, чем структуры ускоренных ионов, наблюдаемые в ППС.

В этой связи возникла путаница с использованием величины  $V_X$  в качестве критерия, выделяющего интервалы пересечения ППС от интервалов пересечения ПС и ЦПС. Разрешение этой проблемы требовало, в первую очередь, надежной идентификации области в которой находится спутник: в ППС или в ЦПС. Проблеме определения более надежного критерия идентификации областей ППС и ПС по плазменным и магнитным измерениям был посвящен целый ряд работ. В частности, в работе [Baumjohann et al., 1988] интервалы пересечения области ППС идентифицировались согласно величине плазменного  $\beta$  (где  $\beta$  — величина отношения теплового давления плазмы к магнитному давлению), напряженности магнитного поля, его отклонения от линии Земля–Солнце и величине потока фотоэлектронов. Авторы обнаружили существенное перекрытие в параметрах (особенно для параметра  $\beta$ ) между областями ППС и ПС.

В работе [Raj et al., 2002] было выполнено статистическое исследование проблемы идентификации областей ППС и ПС по моментам ионных функций распределения. На основе 17 пролетов области ближнего геомагнитного хвоста ( $X \geq -25R_E$ ) спутником Wind, авторы пытались выработать надежный критерий, позволяющий различать интервалы пересечения ППС, содержащего ускоренные, движущиеся вдоль магнитного поля ионы, от интервалов, когда спутник находился в ПС и его центральной области и регистрировал быстрые плазменные потоки, движущиеся перпендикулярно магнитному полю. Авторы использовали, как автоматическую выборку возможных интервалов пересечений ППС и ПС по заданным комбинациям плазменных и магнитных параметров (величины компонент скорости вдоль и перпендикулярно магнитному полю, величины плазменного  $\beta$  и компонент магнитного поля), так и визуальный анализ ионных функций распределения. В результате, было установлено, что ни одна из макроскопических плазменных характеристик не может служить точным критерием, надежно определяющим область, в которой находится спутник, и тип ускоренной плазменной структуры. Так, ускоренные ионы, движущиеся вдоль магнитного поля, и быстрые плазменные потоки, движущиеся перпендикулярно магнитному полю, наблюдались в широком диапазоне значений напряженности магнитного поля  $5 < |B_X| < 25$  нТл и величин плазменного  $\beta$ :  $0.5 < \beta < 1.0$ . Таким образом, авторы пришли к выводу, что только исследование функций распределения ионов по скоростям позволяет точно классифицировать область, в которой находится спутник, и тип наблюдаемых в ней ускоренных плазменных структур.

В работах [Grigorenko et al., 2009; Grigorenko et al., 2012a; Grigorenko et al., 2012b] сообщалось, что в различные периоды геомагнитной активности характеристики структур ускоренных ионов, наблюдаемых в ППС, могут довольно сильно различаться. Так, например, направленная скорость движения (и, соответственно, энергия) ионных пучков и потоков может варьироваться в довольно широких пределах. Кроме того, в этих и более ранних работах (например, в работе [Angelopoulos et al., 1993]) сообщалось о случаях отсутствия наблюдения структур ускоренных ионов на границе ПС, т. е. фактически, об отсутствии ППС в такие периоды.

На рис. 8 показан пример наблюдения спутниками Cluster квазистационарной структуры ускоренных ионов, движущихся к Земле, и имеющих неизменную скорость вдоль магнитного поля  $|V_{||}| \sim 1500$  км/с (см. в верхней части рисунка функцию распределения ионов по скоростям, измеренную на границе ППС с высокоширотной долей хвоста) в течение  $\sim 16.5$  мин. Интервал времени, в течение которого спутники находились в ППС, выделен розовым цветом. Интервал времени, в течение которого

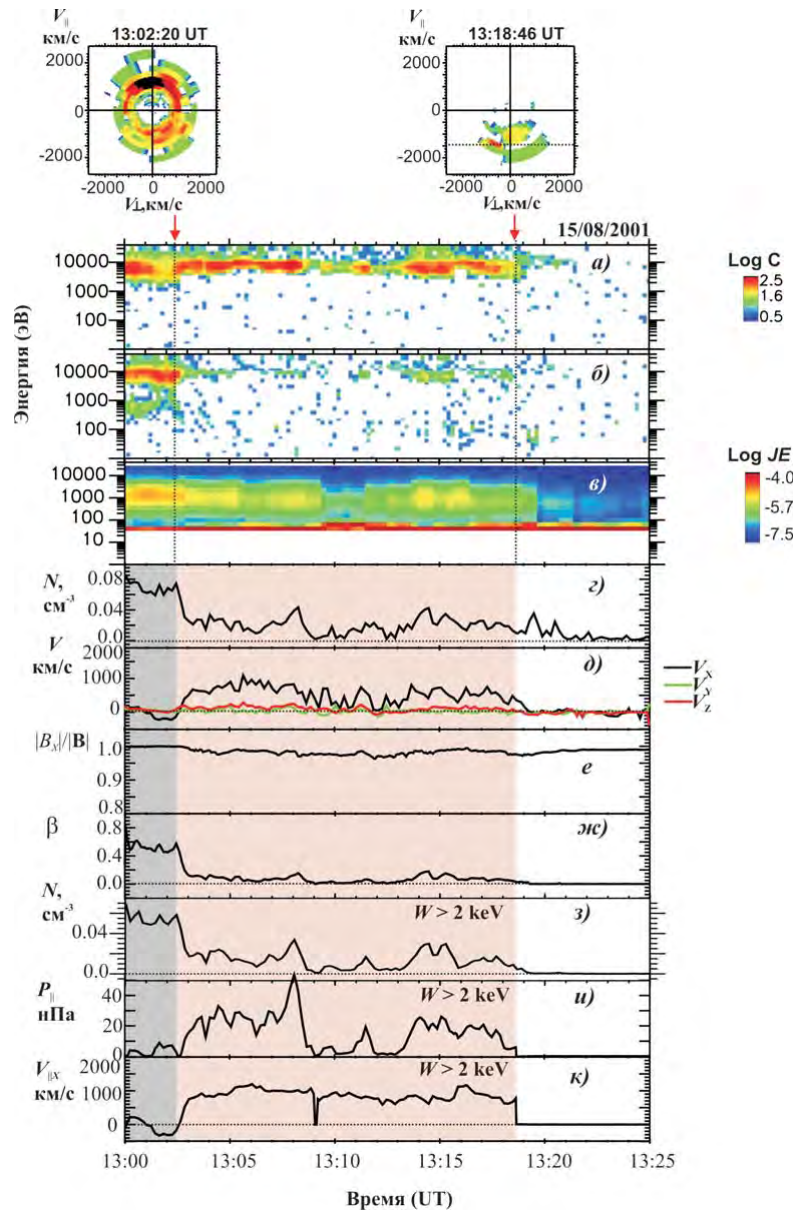


Рис. 8. Пример пересечения спутником CLUSTER-1 области ПС и ППС геомагнитного хвоста. *Сверху вниз*: 2D срезы функций распределения ионов по скоростям в плоскостях ( $V_{\perp}, V_{\parallel}$ ), измеренные прибором HIA в моменты времени, показанные красными стрелками; энерго-временные ( $E$ - $T$ ) спектрограммы ионов, движущихся к Земле (а), от Земли (б),  $E$ - $T$  спектрограмма электронов (в), плотность (г) и три GSM-компоненты скорости ионов, вычисленные для всего энергетического диапазона (д); временной профиль величины отношения  $|B_x|/|B|$  (е); плотность (ж), продольное (вдоль магнитного поля) давление (з) и продольная скорость ионов (и), вычисленные для высокоэнергичной части спектра ( $\geq 2$  кэВ). Серым цветом показан интервал, когда спутник находился в ПС, розовым цветом — интервал наблюдения ППС

спутники находились в ПС и регистрировали практически изотропное распределение ионов по скоростям, выделен на рисунке серым цветом. Как видно из рисунка, направленная скорость движения ионов в ППС,  $V_X$ , вычисленная как момент функции распределения, для всего измеряемого энергетического диапазона (0.01–32 кэВ) не превышает 1000 км/с и сильно варьирует в течение интервала, когда спутники были в ППС.

Присутствие холодной ионосферной плазмы в ППС влияет на правильность определения скорости ускоренных ионов. Действительно, величина скорости ионов вдоль магнитного поля, вычисленная для диапазона энергий 2–32 кэВ, исключаяющего холодную плазму, уже более стабильна и практически всюду в ППС составляет 1000 км/с. Кроме того, в момент выхода спутника из области ППС в высокоширотную долю хвоста, эта величина резко падает до нуля, что позволяет довольно точно (в пределах разрешающей способности ионного спектрометра) идентифицировать момент пересечения высокоширотной границы ППС. Таким образом, вычисление скорости ионов только для высокоэнергичной части спектра более надежно для идентификации ППС и его границы.

На рис. 9 показан другой пример пересечения спутниками CLUSTER ПС с выходом в высокоширотную долю хвоста без наблюдения структур ускоренных ионов

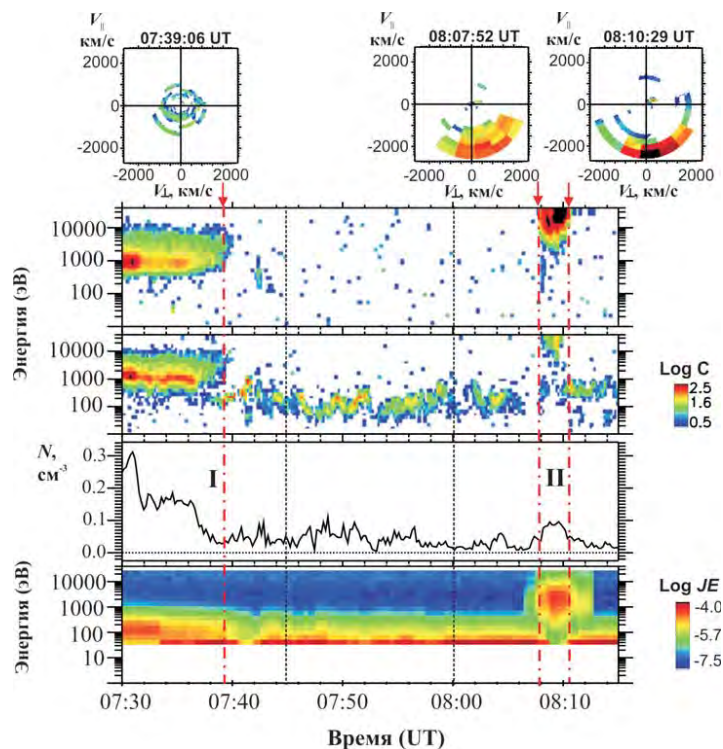


Рис. 9. Пример пересечений спутником CLUSTER-1 области ПС и ППС геомагнитного хвоста 22.09.2001. *Сверху вниз*: 2D срезы функций распределения ионов по скоростям в плоскостях  $(V_{\perp}, V_{\parallel})$ , измеренные в моменты времени, отмеченные красными стрелками;  $E$ - $T$  спектрограммы ионов, движущихся к Земле и от Земли; плотность ионов, вычисленная для всего диапазона измеряемых энергий;  $E$ - $T$  спектрограмма потока электронов ( $JE$ ), усредненная по всем направлениям

(07:30–07:40 UT) и, затем, повторное пересечение границы ПС во время которого наблюдался пучок сильно ускоренных, движущихся к Земле ионов (08:08–08:11 UT).

Как видно из рисунка характеристики интерфейсной области между ПС и высокоширотными долями хвоста значительно изменились в течение 30 мин (между первым ее пересечением в  $\sim 07:40$  UT и вторым — в  $\sim 08:08$  UT). А именно, изменилась функция распределения ионов по скоростям, температура электронов, плотность плазмы (см. рис. 9), а также скорость ионов и плазменное  $\beta$  (см. рис. 10).

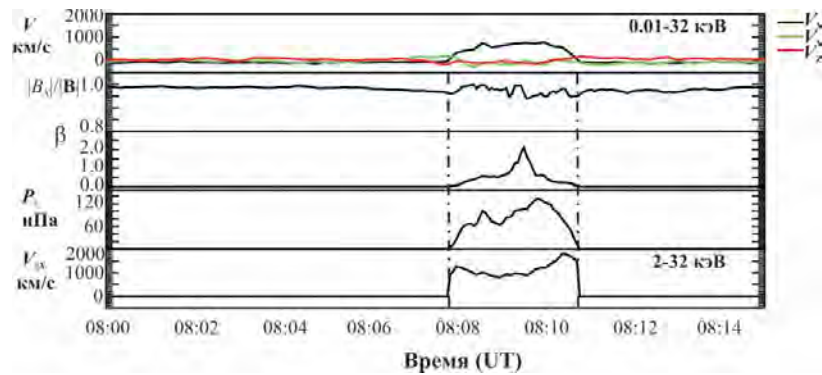


Рис. 10. Плазменные характеристики области ППС, наблюдаемой 22.09.01 спутником CLUSTER-1. *Сверху вниз*: три GSM-компоненты скорости ионов, вычисленной для всего энергетического диапазона; величина  $|B_x|/|B|$ , плазменное  $\beta$ , продольное давление  $P_{||}$ , и продольная скорость ионов  $V_{||}$ , вычисленная для высокоэнергичной части спектра (2–32 кэВ)

Как видно из рис. 10 плазменное  $\beta$  сильно возросло во время пересечения ППС в 08:08–08:11 UT и достигло 2.0. Такие значения  $\beta$  типичны для ПС и его центральных областей [Baumjohann et al., 1989]. Также как и в предыдущем примере (см. рис. 8), скорость ионов, вычисленная для всего энергетического диапазона, занижена ( $< 1000$  км/с). Напротив, скорость ионов вдоль магнитного поля, вычисленная для высокоэнергичной части спектра (2–32 кэВ) испытывает резкие скачки на границе ППС и высокоширотной доли хвоста и ее величина достигает 2000 км/с. Таким образом, моменты функции распределения, вычисленные для высокоэнергичной части спектра являются более хорошим индикатором пересечения границы ППС и высокоширотной доли хвоста, чем моменты, вычисленные для полного диапазона энергий, включающего холодную плазменную популяцию. Также из рассмотренных примеров видно, что плазменное  $\beta$  в ППС может меняться в широких пределах (от 0.1 до нескольких единиц) в зависимости от динамических процессов происходящих в хвосте и таким, образом, не может служить надежным критерием выделения интервалов пересечения ППС.

Действительно, на рис. 11 показаны гистограммы распределения вероятности наблюдения тех или иных значений  $\beta$ , построенные на основе анализа  $\sim 300$  интервалов пролета спутниками CLUSTER высокоширотной доли хвоста, ППС и внешних областей ПС [Grigorenko et al., 2012b]. Все искомые интервалы были первоначально идентифицированы посредством визуального анализа ионных спектрограмм и функций распределения по скоростям. Как видно из рисунка, наблюдается значительное перекрытие в диапазоне значений  $\beta = 0.01$ –0.1, измеренных в ППС и внешних областях ПС.

В табл. 1 для каждого диапазона значений  $\beta$  показана доля (в %) случаев, когда данные значения наблюдались в высокоширотных долях хвоста, в ППС и ПС.

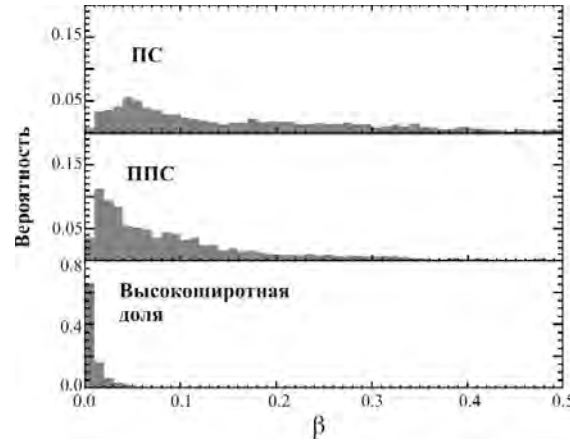


Рис. 11. Гистограммы распределения вероятности наблюдения тех или иных значений  $\beta$  в высокоширотной доле хвоста, в ППС и во внешних областях ПС [Grigorenko et al., 2012b]

Видно, что только интервалы пересечения высокоширотных долей хвоста могут быть более-менее надежно идентифицированы с использованием критерия  $\beta < 0.01$ . Таким образом, величина параметра  $\beta$  от случая к случаю варьирует в довольно широких пределах во всех трех областях, что делает практически невозможным надежное (с ошибкой не более 30%) выделение интервалов пересечения ППС от интервалов пересечения спутником прилегающих к нему областей: высокоширотной доли хвоста или внешних областей ПС.

Таблица 1

Доля случаев наблюдения (в %) значений из данного диапазона  $\beta$  в высокоширотных долях хвоста, в ППС и ПС

$\beta$	Высокоширотные доли хвоста, %	ППС, %	Внешний ПС, %
$\beta < 0.01$	91	7	2
$0.01 \leq \beta < 0.1$	20	54	26
$0.1 \leq \beta < 0.2$	3	56	41
$0.2 \leq \beta < 0.5$	1	38	61
$0.5 \leq \beta < 1.0$	1	37	62
$1.0 \leq \beta < 5.0$	0	17	83
$5.0 \leq \beta < 10.0$	0	0	100

В работе [Grigorenko et al., 2012b] в качестве более надежного критерия идентификации ППС было предложено использовать  $X$ -компоненту скорости ионов вдоль магнитного поля  $V_{\parallel X}$  и плотность ионов  $n$ , вычисленные для высокоэнергичной части спектра (2–32 кэВ). Так, было предложено использовать условия  $|V_{\parallel X}| > 400$  км/с и  $n > 0.01$  см<sup>-3</sup>, для выделения интервалов пересечения ППС. Совместное использование этих условий позволило идентифицировать интервалы пересечения ППС с ошибкой менее 30%. Действительно, первое условие позволяет выделить пространственную область, в которой наблюдаются высокоскоростные потоки ионов, движущиеся вдоль магнитного поля в одном направлении. Использование данного



критерия более-менее надежно отсекает интервалы пересечения ПС, так как там распределение ионов становится более изотропным и направленная скорость ионов мала. Критерий, накладываемый на величину плотности высокоэнергичных ионов, абсолютно надежно исключает из рассмотрения высокоширотные доли хвоста, в которых плотность ионов с энергиями  $\geq 2$  кэВ равна 0.

На рис. 12 показано два распределения 12-секундных измерений скорости  $V_{\parallel X}$  и плотности ионов  $n$ , вычисленных (а) для полного диапазона измеряемых энергий (0.01–32 кэВ) и (б) для высокоэнергичной части спектра. Каждая точка на рисунке соответствует одному 12-секундному измерению, сделанному либо в ППС (синие точки), либо в ПС (красные точки). На рис. 12а наблюдается большое перекрытие в величинах  $|V_{\parallel X}|$ , измеренных в обеих областях в диапазоне значение 0–400 км/с. Это связано с тем, что наличие холодной плазмы занижает скорость  $|V_{\parallel X}|$  в ППС в случае вычисления ее по полному энергетическому диапазону. С ростом значения  $V_{\parallel X}$  возрастает доля измерений, соответствующих ППС, однако использование критерия высокой скорости приводит к потере около 50% случаев пересечения ППС. Вычисление  $|V_{\parallel X}|$  для диапазона высоких энергий (2–32 кэВ) дает более высокие скорости ионов в ППС. Как видно из рис. 12б, в этом случае, гораздо в меньшем числе интервалов пересечения ППС наблюдались скорости  $|V_{\parallel X}| < 400$  км/с. В результате, использование критерия  $|V_{\parallel X}| > 400$  км/с позволяет уменьшить ошибку в идентификации ППС до 30%.

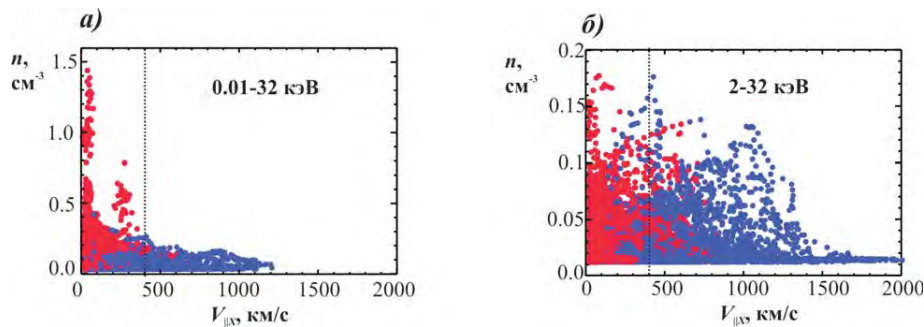


Рис. 12. Распределения 12-секундных измерений скорости  $V_{\parallel X}$  и плотности ионов  $n$ , вычисленных для полного диапазона измеряемых энергий (0.01–32 кэВ) (а) и для высокоэнергичной части спектра (б). Синие точки соответствуют измерениям, сделанным в ППС, красные — в ПС

Подводя итог данным статистическим исследованиям важно отметить, что не существует критерия, позволяющего автоматически со 100%-ной достоверностью разделять интервалы пересечения спутником областей ППС и ПС. Для надежного установления факта пересечения спутником той или иной области необходим визуальный анализ ионных функций распределения по скоростям.

#### 4. Структуры ускоренных ионов, наблюдаемые в ППС геомагнитного хвоста во время спокойных и слабо-возмущенных геомагнитных периодов. Резонансный механизм ускорения

Потоки и пучки ускоренных ионов, движущиеся вдоль силовых линий магнитного поля, практически постоянно наблюдаются в ППС хвоста [Grigorenko et al., 2012a]. Однако такие их характеристики, как энергии и ширина распределения дифференциального потока в пространстве скоростей, варьируют в довольно широких

пределах. Электроны, наблюдаемые вблизи высокоширотной границы ППС, одновременно с ускоренными ионами, так же для разных случаев отличаются по энергиям и по степени анизотропии функций распределений по скоростям. Согласно этим характеристикам, структуры ускоренных ионов можно условно разделить на два типа, первый (тип I) из которых, характеризуется высокой степенью коллимации ионных распределений в пространстве скоростей ( $\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel} \leq 0.15$ ), не очень высокими энергиями ионов (не более 30 кэВ) и практически изотропными по скоростям функциями распределения электронов, регистрируемых вблизи высокоширотной границы ППС [Grigorenko et al., 2009]. Этот класс плазменных структур наблюдается в ППС, преимущественно, во время длительных (порядка нескольких часов) спокойных и слабовозмущенных геомагнитных условий ( $|AL| < 300$  нТл).

Второй (II) тип ускоренных ионных структур характеризуется широкими в пространстве скоростей распределениями дифференциального потока ( $\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel} \geq 0.3$ ), более высокими энергиями ионов (до 200 кэВ) и анизотропными по скоростям функциями распределения электронов. Ионные структуры данного типа наблюдались, в основном, во время возмущенных геомагнитных периодов ( $|AL| \geq 300$  нТл) и о них пойдет речь в следующем разделе.

Различия между двумя типами ускоренных ионных структур могут быть обусловлены особенностями их ускорения в ТС. Как обсуждалось выше, движение «размагнитченных» частиц в ТС имеет две составляющих: медленное квази-ларморовское вращение в плоскости ТС вокруг слабого магнитного поля, перпендикулярного слою, и быстрые осцилляции в области обращения знака магнитного поля, перпендикулярные плоскости ТС. Кинетический анализ траекторий движения неадиабатических ионов в ТС и созданная на его основе резонансная теория ускорения показали, что характер движения неадиабатических ионов и приобретаемые ими энергии определяются локальными условиями в области взаимодействия [Büchner, Zelenyi, 1989]. Резонансная теория предсказала некоторые характерные особенности структур ускоренных ионов и их распределений в ППС [Ashour-Abdalla et al., 1993], а именно:

- 1) пространственную локализацию ускоренных ионных структур вследствие локализации их источников ускорения;
- 2) высокую коллимацию ионов по скоростям ( $\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel} \sim 0.1$ );
- 3) возможность одновременного существования в ТС нескольких областей резонансного ускорения;
- 4) зависимость энергии ионов, ускоренных в  $N$ -м резонансе,  $W_N$ , от номера резонанса,  $W_N \sim N^{4/3}$  (где  $N$  — целое число), и, как следствие, возникающую мультиплетность энергетических спектров ускоренных ионов в ППС.

Однако до недавнего времени перечисленные выше особенности ускоренных ионных структур не удавалось подтвердить экспериментально. Ниже будет представлен детальный анализ ионных и электронных распределений, регистрируемых в ППС хвоста во время спокойных и слабовозмущенных геомагнитных периодов, т. е. в такие периоды, когда в ППС наблюдаются, в основном, ускоренные ионные структуры I типа. Высокая коллимация ионов по скоростям, наблюдаемая в таких структурах, может быть следствием резонансного механизма их ускорения в ТС.

#### **Наблюдение ускоренных ионов в ППС хвоста во время спокойных и слабовозмущенных геомагнитных интервалов**

На рис. 13 представлен типичный пример наблюдения ускоренных ионных структур в ППС хвоста во время спокойных геомагнитных периодов. Наблюдения были сделаны спутником Geotail 12.12.1994 в 13:30–14:00 UT. Это был спокойный геомагнитный интервал: величина индекса  $|AL|$  не превышала 200 нТл. В это время спутник находился в южной полусфере хвоста и имел координаты в системе GSM



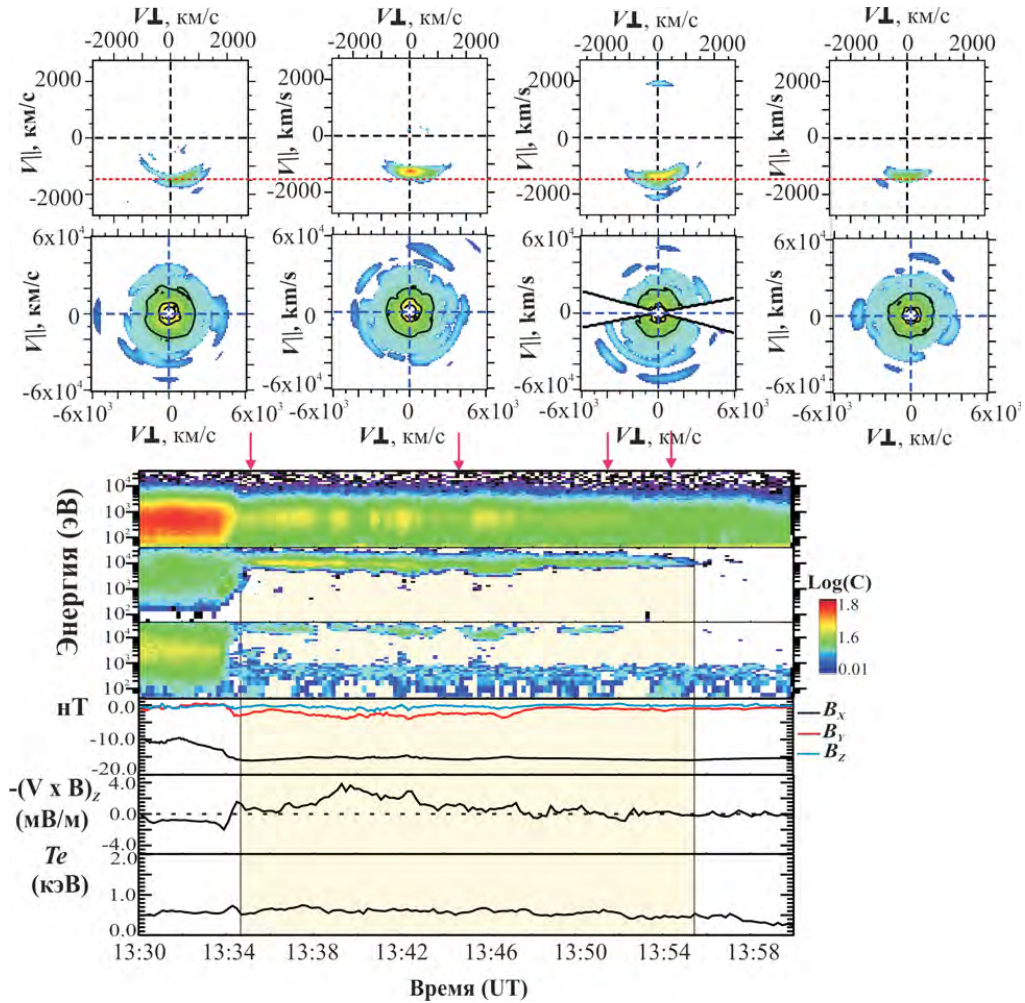


Рис. 13. *Сверху вниз*: 2D распределения дифференциального потока ионов в плоскости  $(V_{\perp}, V_{\parallel})$ ; 2D функции распределения электронов по скоростям в плоскости  $(V_{\perp}, V_{\parallel})$ ;  $(E-T)$  спектрограммы электронов и ионов, движущихся к Земле и от Земли; три GSM-компоненты магнитного поля,  $Z$ -компонента электрического поля, вычисленная как  $-(\mathbf{V} \times \mathbf{B})_Z$  и температура электронов. Интервал пересечения ППС отмечен светло-желтым цветом. Красными стрелками показаны моменты измерений распределений дифференциального потока ионов и функций распределения электронов [Grigorenko et al., 2009]

$[-45.7, 1.3, -6.3] R_E$ . Примерно в 13:34:30 UT спутник вышел из ПС в ППС хвоста, где начал регистрировать ускоренные ионы, движущиеся к Земле, преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля со скоростью  $|V_{\parallel}| = 1200$  км/с, что соответствует энергии протонов  $W = 7500$  эВ. Направление движения ускоренных ионов указывает на то, что их источник в ТС находился дальше от Земли, чем спутник Geotail.

Ускоренные ионы, движущиеся к Земле с малыми питч-углами и с практически неизменной скоростью (величина  $|V_{\parallel}|$  изменялась в пределах 1000–1400 км/с), наблюдались в течение всего интервала времени ( $\sim 21$  мин), пока спутник находился

в ППС. В течение этого интервала распределения дифференциального потока ионов характеризовались высокой степенью коллимации в пространстве скоростей: ширина распределений на половине максимума  $\Delta V_{\parallel}$ , измеряемая каждые 12 с, изменялась в пределах  $\Delta V_{\parallel} = 100\text{--}200$  км/с (т. е.  $\Delta V_{\parallel} \ll V_{\parallel}$ ), что соответствует ширине 1–2 энергетических каналов спектрометра LEP ( $\Delta W = 900\text{--}2000$  эВ). Если предположить, что ионы, наблюдаемые в ППС, были ускорены в одном источнике, и затем, в процессе своего движения к Земле, были распределены по широте в пределах ППС за счет фильтрации по скоростям, то даже в этом случае, проинтегрировав ионное распределение по всей толщине ППС (вдоль  $Z$ ), получаем, что ширина интегрального ионного распределения незначительна,  $\sim 400$  км/с.

Важно отметить, что на протяжении всего 21-минутного интервала времени скорость ионов в ППС была практически постоянной, и на выходе из ППС не наблюдалось ее уменьшения, которое можно было бы интерпретировать как временной эффект из-за прекращения ускорения в источнике. Таким образом, можно считать, что минимальная длительность процесса ускорения ионов в ТС хвоста составляла в этом случае 21 мин.

Время от времени (между  $\sim 13:35\text{--}13:52$  UT) спутник Geotail, находясь внутри ППС, регистрировал встречные, движущиеся в хвост ионы, поток которых был менее интенсивным, чем поток ионов, идущих к Земле, и скорости изменялись в пределах 1300–1700 км/с, т. е. несколько превышали скорость «прямых», движущихся к Земле ионов. Эти наблюдения согласуются с ранее полученной картиной пространственного распределения в ППС хвоста «прямых» и отраженных в сильном магнитном поле вблизи Земли ионных пучков [Forbes et al., 1981].

На протяжении всего анализируемого интервала не наблюдалось заметных вариаций в магнитном поле, в том числе и вариаций  $Z$ -компоненты магнитного поля, которые могли бы быть интерпретированы как фронты диполизации магнитного поля. Вблизи границы ППС с ПС отмечалось небольшое возрастание  $Z$ -компоненты электрического поля (до 4 мВ/м), однако по мере продвижения спутника к высокоширотной границе ППС, величина  $E_Z$  уменьшилась до нуля, и на высокоширотной границе ППС ее вариации отсутствовали.

Одновременно с ускоренными ионами, в ППС и на его высокоширотной границе наблюдались электроны, имеющие практически изотропные функции распределения по скоростям. Всюду в ППС, на его высокоширотной границе и даже в прилегающей к ней части хвоста, лишенной ускоренных ионов, функции распределения электронов были практически изотропны, в том числе, и вдоль направления магнитного поля. Таким образом, слой ППС, содержащий ускоренные ионы, был «вложен» в слой электронов с практически изотропными по скоростям функциями распределения. Температура электронов в ППС была практически такой же, как и в прилегающей к нему высокоширотной части хвоста ( $T_e \sim 500$  эВ) и очень медленно возрастала в направлении к ПС. Важно заметить, что прилегающую к высокоширотной границе ППС часть хвоста, строго говоря, нельзя считать высокоширотной долей хвоста, которая по определению должна содержать открытые силовые линии магнитного поля, один конец которых уходит в солнечный ветер. Наблюдаемая в этой области изотропия электронных функций распределения, а так же более высокая, чем обычно, температура электронов ( $\sim 500$  эВ), указывает на то, что силовые линии магнитного поля в прилегающей к высокоширотной границе ППС части хвоста также являются замкнутыми. Таким образом, на границе ионного ППС отсутствовала «регулярная» сепаратриса, разделяющая еще открытые и уже замкнутые (пересоединенные) силовые линии магнитного поля. Это означает, что ионы, формирующие ППС были ускорены в источнике, находящемся на замкнутых силовых линиях ТС, достаточно далеко от области магнитного пересоединения.

### Распространение ускоренных ионных структур I типа в магнитных силовых трубках конечного поперечного сечения

Четырехточечные наблюдения CLUSTER впервые позволили не только разделить пространственные и временные эффекты в наблюдении плазменных структур, но и в некоторых случаях воссоздать их трехмерную структуру. Один из таких случаев показан на рис. 14.

21 сентября 2001 г. в период с 19:40 до 20:00 UT спутники Cluster находились в северной доле хвоста и в результате колебательных движений магнитных силовых трубок ППС в направлениях, перпендикулярных направлению невозмущенного магнитного поля, периодически пересекали ППС. Это был исключительно спокойный геомагнитный период: в течение целого дня абсолютная величина  $|AL|$  не превышала 50 нТл. Положения спутников Cluster для данного интервала времени показаны на рис. 15.

Для анализа пространственных характеристик ионных пучков в ППС удобно использовать локальную систему координат  $(X'Y'Z')$ , в которой ось  $X'$  направлена вдоль направления невозмущенного магнитного поля в высокоширотной доле хвоста, ось  $Z'$  направлена вдоль нормали к плоскости ППС и ось  $Y'$  дополняет правую тройку ортогональных векторов. Нормаль к поверхности ППС (ось  $Z'$ ) можно определить либо по методу нахождения направления минимальной вариации магнитного поля (метод MVA), либо, по так называемому методу timing, основанному на определении задержек в наблюдении ионной структуры на четырех спутниках Cluster при последовательном ее прохождении через спутники квартета [Paschmann, Daly, 1998].

В 19:46 UT спутники Cluster-3, -4, находившиеся на более низких широтах, чем остальные спутники квартета, пересекли высокоширотную границу ППС и начали регистрировать высокоскоростные ионы, движущиеся к Земле вдоль силовых линий магнитного поля со скоростью  $V_{\parallel} = 800$  км/с. Спустя 1 мин. после входа в ППС спутники Cluster-3, -4 вновь выходят в высокоширотную долю хвоста и перестают регистрировать высокоскоростные ионы. В простой геометрии, рассматриваемой в ранних работах, предполагалось, что потоки или пучки ускоренных ионов, формирующие ППС, представляют собой слой, который ограничен только по  $Z'$  (т.е. вдоль нормали к поверхности слоя). В этом случае, выход спутников Cluster-3, -4 из ППС в высокоширотную долю хвоста мог быть объяснен движением силовых трубок ППС в направлении экваториальной плоскости. Однако в момент выхода этих спутников из ППС в северную долю хвоста спутник Cluster-1, находившийся на более высоких широтах, чем спутники Cluster-3, -4, и который в представлении простой геометрии тем более не мог пересечь ППС, тем не менее входит в ППС и начинает регистрировать высокоскоростные ионы, имеющие те же характеристики, что и ранее наблюдавшиеся спутниками Cluster-3, -4. В 19:50 UT спутник Cluster-1 так же выходит из ППС в высокоширотную долю хвоста, в то время как спутники Cluster-3, -4, напротив, вновь входят в ППС (в 19:49:30 UT) и регистрируют высокоскоростные ионы, движущиеся к Земле с той же самой скоростью  $V_{\parallel}$  как и в предыдущем пересечении высокоширотной границы ППС.

Таким образом, ускоренные ионы, коллимированные по питч-углам и энергиям ( $\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel} \sim 0.1-0.15$ ), движущиеся со скоростью  $V_{\parallel} \sim 800$  км/с, наблюдались в ППС в течение 11 мин (19:45–19:56 UT) [Grigorenko et al., 2007]. Во время начала или прекращения регистрации ускоренных ионов никаких признаков дисперсии ионов по скоростям за счет временных эффектов не наблюдалось. Таким образом, периодичность наблюдений высокоскоростных ионов спутниками Cluster была обусловлена исключительно пространственным эффектом. Эффект состоял в том, что ускоренные ионы распространялись в магнитных силовых трубках, имеющих конечное поперечное (в плоскости  $Y'Z'$ ) сечение. В результате колебательных движений этих трубок

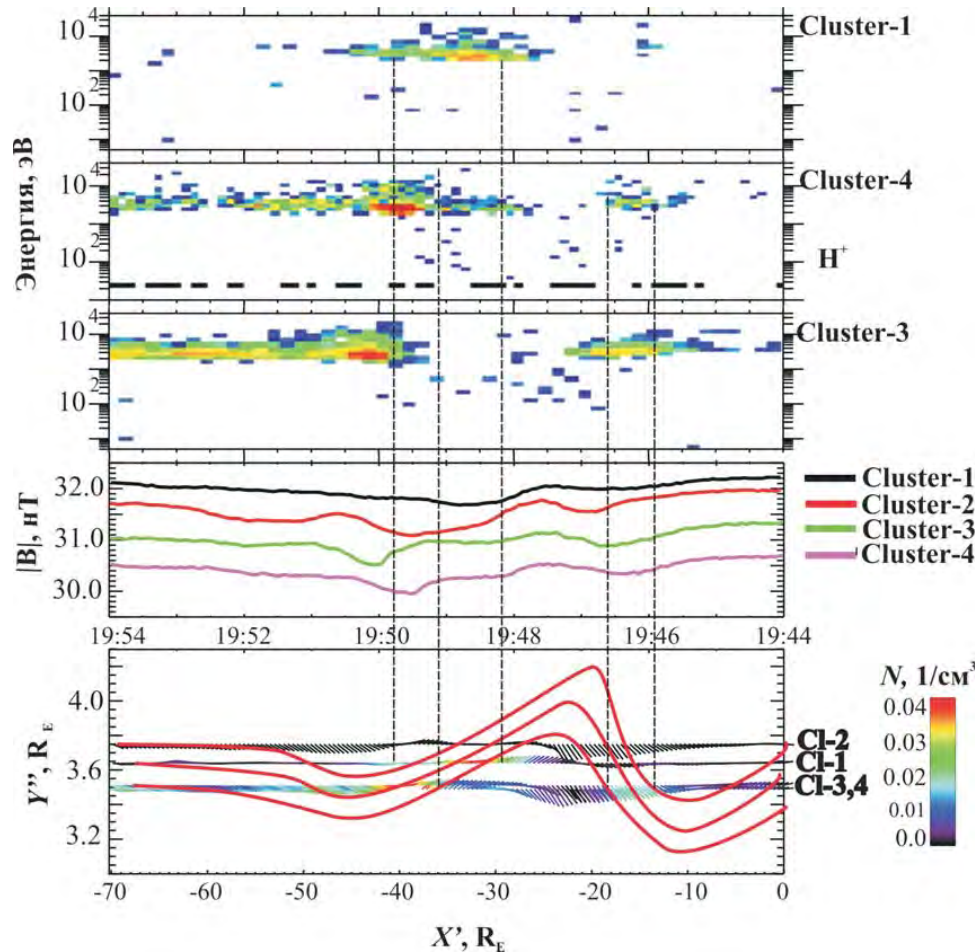


Рис. 14. *Сверху вниз*:  $E - T$  спектрограммы ионов, измеренные спутниками Cluster-1, -4, -3; временной ход абсолютной величины магнитного поля  $|B|$ , измеренный четырьмя спутниками Cluster. Для лучшей визуализации вариаций магнитного поля временные профили  $|B|$ , регистрируемые спутниками Cluster-1, -2, -3, -4 были сдвинуты соответственно на  $[-0.1, -0.3, -0.9, -1.2]$  нТл. На нижней панели изображено возмущение в плоскости  $(X'Y'')$  магнитных силовых линий ППС, вдоль которых распространяются высокоскоростные ионы (показаны красными линиями). Горизонтальными линиями показаны  $Y''$  — координаты четырех спутников Cluster. Черточками изображены проекции магнитного поля на плоскость  $(X'Y'')$ , измеренные данным спутником. Цвет черточек соответствует плотности высокоэнергичных ионов, наблюдаемых данным спутником в данный момент времени согласно цветовой шкале, расположенной справа от панели. Отсчет времени (верхняя горизонтальная шкала нижней панели) начинается перед первым пересечением спутниками Cluster-3, -4 высокоширотной границы ППС

в плоскости  $(Y'Z')$  спутники Cluster последовательно наблюдали один и тот же ионный пучок.

На нижней панели рис. 14 горизонтальными линиями представлены положения спутников Cluster в плоскости  $(Y'Z')$ , наклонными цветными черточками показаны проекции магнитного поля в плоскости  $(X'Y')$ , измеренные соответствующим

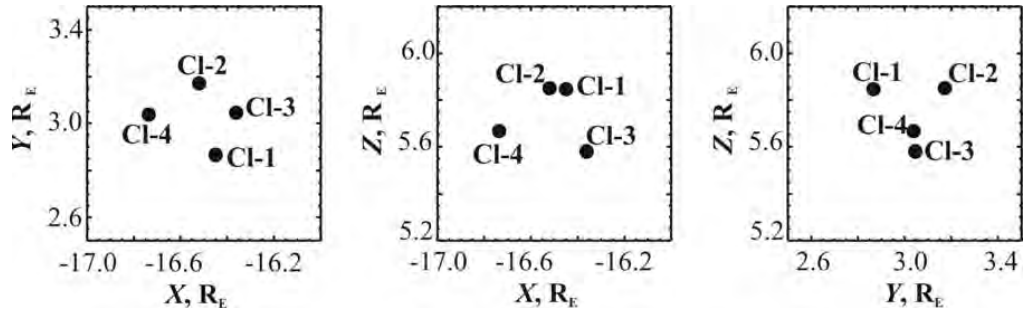


Рис. 15. Положение спутников Cluster в системе координат GSE 21.09.2001 в период 19:40–20:00 UT

спутником. Угол наклона черточек, изображающих проекции магнитного поля, искусственно увеличен для лучшей визуализации поворота поля (это необходимо было сделать из-за слишком большой разницы в масштабах горизонтальной и вертикальной осей). Цвет черточек показывает величину плотности высокоскоростных ионов (рассчитанную для ионов с энергиями  $> 3$  кэВ) согласно цветовой шкале, представленной в правой части рисунка. Так как ионные измерения со спутника Cluster-2 отсутствовали, то проекции магнитного поля, измеренные на этом спутнике, показаны черными черточками. Красными линиями изображены силовые линии магнитного поля, образующие трубку, в которой распространяются ускоренные ионы. В результате крупномасштабных колебательных движений этой трубки в плоскости  $(Y'Z')$  спутники Cluster последовательно наблюдали ускоренные ионы (см. ионные спектрограммы и временные профили абсолютной величины магнитного поля  $|\mathbf{B}|$ , измеренные четырьмя спутниками Cluster). При каждом пересечении трубки данного спутника наблюдался пучок ускоренных ионов и уменьшение  $|\mathbf{B}|$ , вызванное диамагнитным эффектом. Спроецировав данные колебания на плоскость  $(X'Y')$ , можно определить характерный период и масштаб колебаний (шкала времени показана на верхней горизонтальной оси, а пространственная шкала вдоль  $X'$  показана на нижней горизонтальной оси). Пространственный размер вдоль  $X'$  был определен как  $X' = V_{X'}t$ , где  $V_{X'}$  — скорость распространения колебаний силовых трубок ППС.

Скорость распространения колебаний силовых трубок ППС можно определить следующим образом. Благодаря вмороженности любое возмущение силовых линий магнитного поля в направлении перпендикулярном направлению невозмущенного магнитного поля ( $X'$ ) приводит к соответствующему перпендикулярному движению плазмы, находящейся на возмущенных силовых линиях. В высокоширотной доле хвоста подобные возмущения приводят к появлению перпендикулярной компоненты скорости низкоэнергичных ионов, движущихся из ионосферы в хвост. Если возмущение силовых линий магнитного поля распространяется вдоль  $X'$  со скоростью  $V_{X'}$ , т. е. имеет волновую природу, то должно иметь место простое соотношение между  $Y'$ -вариацией магнитного поля  $B_{Y'}$  и перпендикулярной скоростью низкоэнергичных ионов  $V_{\perp Y'}$ :  $V_{X'} = \frac{V_{\perp Y'}}{B_{Y'}/B_{X'}}$ . Иными словами, в случае линейной зависимости  $V_{\perp Y'}(B_{Y'}/B_{X'})$  по наклону кривой можно определить скорость распространения возмущения вдоль невозмущенного магнитного поля (вдоль  $X'$ ) (см. рис. 16а).

На верхней панели рис. 16б показаны величины  $Z'$ -компоненты скорости низкоэнергичных ионов  $O^+$  в зависимости от величины отношения  $B_{Z'}/B_{X'}$ . Видно, что никакой линейной зависимости  $V_{\perp Z'}(B_{Z'}/B_{X'})$  не наблюдается, т. е. вдоль направления  $Z'$  нет распространения волнового возмущения.



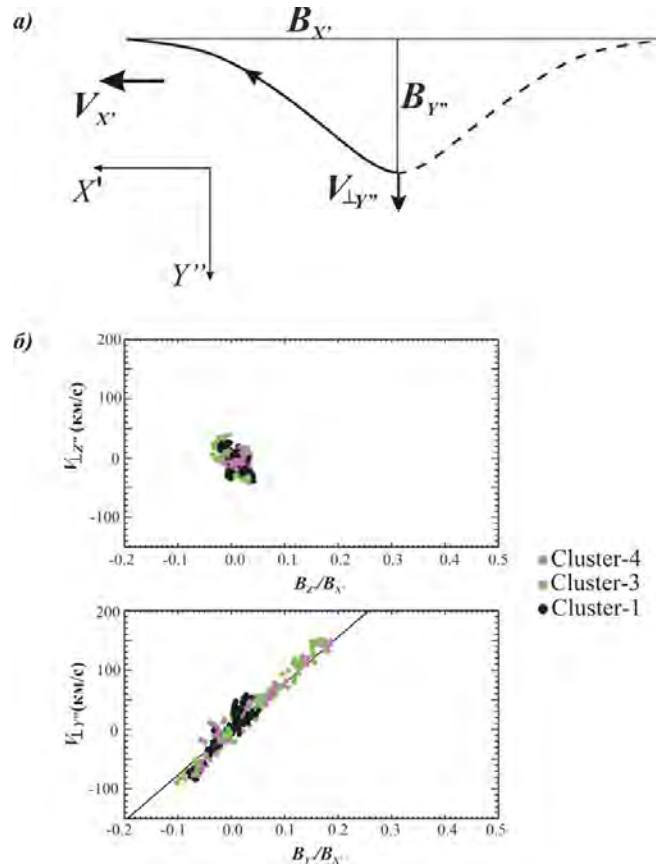


Рис. 16. Схематическое изображение возмущения магнитных силовых трубок ППС в плоскости  $(X'Y'')$  (а); *сверху вниз*: графики зависимостей  $Z'$ - и  $Y'$ -компонент перпендикулярной скорости низкоэнергичных ионов  $O^+$ ,  $V_{Z'}$ ,  $V_{Y'}$ , измеренных спектрометрами CODIF на трех спутниках Cluster от величины отношения  $B_{Z'}/B_{X'}$  и  $B_{Y'}/B_{X'}$  соответственно (б)

На нижней панели рис. 16б представлены величины  $Y'$ -компоненты скорости низкоэнергичных ионов  $O^+$  в зависимости от величины отношения  $B_{Y'}/B_{X'}$ , измеренные в течение интервала времени 19:44–19:49 UT спутниками Cluster-1, -3, -4. Видно, что точки, соответствующие отдельным измерениям, более-менее хорошо ложатся на прямую линию, наклон которой соответствует скорости распространения возмущения вдоль  $X'$ :  $V_{X'} = 750$  км/с, величина которой близка к локальной альвеновской скорости  $V_A = B^2/\sqrt{4\pi\rho} = 700$  км/с (где  $\rho = m_{p+}n_{p+} + m_{O^+}n_{O^+}$ ;  $m_{p+}$ ,  $m_{O^+}$  — массы протонов и ионов  $O^+$  соответственно и  $n_{p+}$ ,  $n_{O^+}$  — их концентрации).

Из рис. 14 видно, что в те интервалы времени, когда силовая трубка пересекает соответствующий спутник (за счет возмущения, искривившего ее в плоскости  $X'Y'$ ) на спектрограмме, измеренной этим спутником, наблюдаются высокоскоростные ионы, а в магнитных данных — диамагнитная депрессия магнитного поля. Некоторые неточности (как, например, в интервал 19:45–19:47 UT, когда ориентации проекций  $B_{Y'}$  таковы, что можно провести силовую линию через положения спутников Cluster-2, -3, -4, но не через Cluster-1) связаны с одновременным движением силовых трубок ППС вдоль  $Z'$  в результате «флэппинга». Однако в течение интервала

19:47–19:50 UT силовые линии магнитного поля можно было провести через позиции всех четырех спутников, т. е. в это время магнитные трубки ППС находились на  $Z'$ -уровне квартета Cluster и если бы не их возмущение в плоскости ( $X'Y'$ ) все спутники Cluster одновременно регистрировали бы высокоскоростные ионы.

Таким образом, структура высокоскоростных ионов представляет собой вытянутый вдоль магнитного поля (вдоль  $X'$ ) филамент, который, однако, имеет ограниченный размер в направлении, перпендикулярном невозмущенному магнитному полю. В данном случае размер трубки вдоль нормали к невозмущенному магнитному полю, тангенциальной поверхности ППС (т. е. приблизительно в направлении утро–вечер), составил  $\Delta Y' \approx 0.5R_E$ . Как будет показано ниже, характерное время наблюдения высокоскоростных ионов в ППС таково, что за время функционирования источника их ускорения в ТС хвоста, они успевают заполнить всю магнитную силовую трубку в ППС (от источника до Земли).

Пространственную локализацию силовых трубок ППС, вдоль которых распространяются ускоренные ионы, в направлении  $Y'$  удастся доказать лишь в некоторых случаях, а именно тогда, когда этот размер сопоставим или меньше расстояния между спутниками Cluster [Grigorenko et al., 2012a]. Так, для 10 случаев пересечения ППС спутниками Cluster во время очень спокойных геомагнитных условий ( $|AL| \leq 100$  нТл) удалось экспериментально определить характерные поперечные размеры магнитных силовых трубок ППС (в направлении  $Y'$ ) вдоль которых распространялись ускоренные ионы. Энергии ионов в этих случаях не превышали 10 кэВ. Установлено, что в таких событиях структуры ускоренных ионов были локализованы не только в направлении нормали к поверхности ППС (что было известно и в более ранних исследованиях), но и в направлении нормали к силовым трубкам ППС, тангенциальным его поверхности (вдоль  $Y'$ ). Пространственные размеры  $\Delta Y'$  ускоренных ионных структур варьировали в пределах  $0.4\text{--}0.7R_E$ . При проектировании из ППС назад в хвост, к источнику ускорения, такая трубка проецируется в область с размерами  $\sim \rho_{Li}$  (где  $\rho_{Li}$  — ларморовский радиус ионов в области ускорения в ТС). Соседние силовые трубки, несвязанные с источником ускорения, могут быть заполнены более изотропной плазмой, свойства которой больше напоминают плазму ПС (см. рис. 17). В таких случаях спутник, пересекая высокоширотную границу ППС, может не попасть в «канал», вдоль которого распространяются коллимированные по питч-углам ускоренные ионы, и вместо этого, сразу зарегистрировать изотропные распределения ионов, типичные для ПС. В случае односпутниковых измерений такие наблюдения могут быть неправильно интерпретированы как отсутствие в это время ускорительных процессов в хвосте.

Таким образом, характерные размеры магнитных силовых трубок ППС, в которых распространяются ускоренные ионы могут составлять десятые доли  $R_E$  (на расстояниях от Земли  $\sim -(15\text{--}19)R_E$ ). Поэтому, возможной причиной отсутствия наблюдения ускоренных ионов примерно в половине случаев пересечений ППС спутниками Cluster, при расстояниях между спутниками менее  $0.5R_E$ , может быть пространственная локализация пучков или потоков ускоренных ионов.

Пространственный размер ускоренных ионных пучков в направлении нормали к поверхности ППС (вдоль  $Z'$ ) определить гораздо проще. Для этого необходимо знать скорость  $V_{Z'}$  движения силовых трубок ППС и время пересечения спутником ионного пучка. В зависимости от направления движения спутника момент пересечения высокоширотной границы ППС Т1 легко определить как начало (или прекращение, если спутник движется из ППС в сторону высоких широт) регистрации энергичных ионов ( $> 3$  кэВ), движущихся вдоль силовых линий магнитного поля. Также момент пересечения низкоширотной границы ППС можно определить как начало (или прекращение) регистрации плазмы, изотропной по скоростям. Тогда,





Рис. 17. Схематическое изображение 3D пространственной структуры высокоширотного ППС, содержащего локализованную (вдоль направлений  $Y'$  и  $Z'$ ) магнитную трубку, вдоль которой распространяются высокоскоростные ионы (показана розовым цветом) и силовые трубки, заполненные более изотропной плазмой ПС (показаны светло-коричневым цветом). В результате колебательных движений силовых трубок ППС в плоскости  $(X'Y')$ , спутники Cluster периодически пересекают трубку, содержащую ускоренные ионы (траектории пересечений изображены синим пунктиром). Направление невозмущенного магнитного поля совпадает с направлением  $X'$

зная скорость движения магнитных силовых трубок ППС вдоль направления  $Z'$  ( $V_{Z'}$ ), можно определить размер  $\Delta Z'$  ППС

$$\Delta Z' = \int_{T_1}^{T_2} V_{Z'}(t) dt.$$

На рис. 18 представлены результаты статистического анализа минимальных длительностей наблюдения ( $\Delta T$ ) и пространственных размеров структур ускоренных ионов в направлении нормали к поверхности ППС (вдоль  $Z'$ ), выполненного для

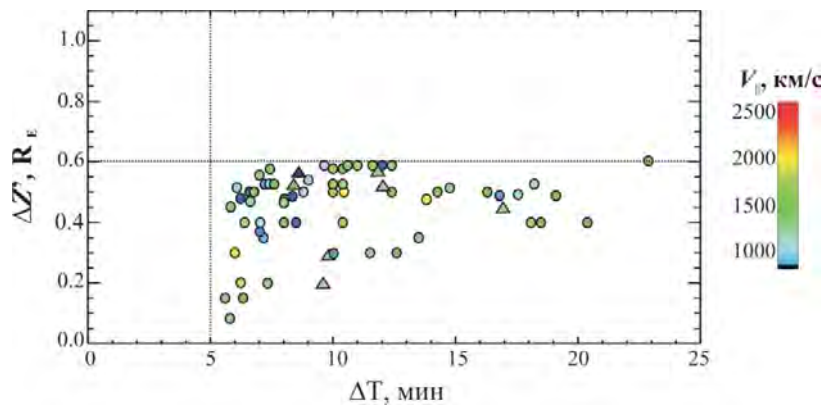


Рис. 18. Пространственные размеры  $\Delta Z'$  ускоренных ионных структур и длительности их наблюдения ( $\Delta T$ ) в ППС во время спокойных и слабозвозмущенных геомагнитных интервалов. Цветом показана абсолютная величина скорости ионов вдоль силовых линий магнитного поля ( $V_{||}$ ), согласно цветовой шкале, представленной в правой части рисунка. Треугольниками отмечены события, в которых интервал между последовательными пересечениями ППС спутниками Cluster превышал 2 мин., что ставило под сомнения факт пересечения спутниками одного и того же пучка (непрерывность ускорения)

64 пересечений ППС спутниками Cluster, для которых было возможно достоверно определить эти характеристики [Grigorenko et al., 2012a].

Пространственные размеры структур ускоренных ионов в направлении нормали к поверхности ППС ( $Z'$ ) не превышали  $0.6R_E$ , а в более чем в половине случаев —  $0.5R_E$ . Средний размер  $\Delta Z'$  ускоренных ионных структур, характерных для спокойных и слабозмущенных геомагнитных периодов, составил  $\sim 0.45R_E$ . Минимальные длительности наблюдения ускоренных ионов в ППС превышали 5 мин.

На рис. 19 представлено статистическое распределение минимальных длительностей наблюдений в ППС ускоренных ионов, построенное с использованием данных, полученных не только квартетом Cluster, но и спутником Geotail. Для данных исследований были использованы наблюдения в ППС хвоста, полученные спутником Geotail, на расстояниях от Земли  $X = -(20-220)R_E$  и спутниковым квартетом Cluster на расстояниях  $X = -(15-19)R_E$ . Было исследовано 452 пересечения ППС спутником Geotail (в 1993–1995 гг.) и 434 пересечения ППС спутниками Cluster (в 2001–2002 гг.) во время спокойных и слабозмущенных геомагнитных условий ( $|AL| < 300$  нТл). Примерно в 76% пересечений ППС наблюдались структуры ускоренных ионов I типа.

Даже по данным односпутниковых наблюдений во время спокойных или слабозмущенных геомагнитных периодов в ППС хвоста не наблюдалось структур ускоренных ионов с длительностью менее 2 мин. Средняя минимальная длительность наблюдения ускоренных ионов составила  $\sim 10$  мин.

Однако в отличие от распределения, полученного только на основе многоспутниковых измерений Cluster (см. рис. 18), распределение, представленное на рис. 19, содержит некоторую долю событий, длительность наблюдения которых составляла 2–5 мин. Такое несоответствие обусловлено использованием в последнем случае односпутниковых наблюдений, которые не позволяли разделить временной и пространственный эффекты в наблюдениях ионных структур. Можно предположить, что полученные ранее по данным односпутниковых миссий оценки длительности потоков и пучков ускоренных ионов  $\sim 1-3$  мин. были во многих случаях занижены. Спутники Cluster, поочередно пересекая ППС и регистрируя ускоренные ионы, движущиеся с неизменной скоростью, позволили получить для спокойных и слабозмущенных геомагнитных периодов нижнюю оценку для минимальной длительности ускоренных ионов  $\sim 5$  мин.

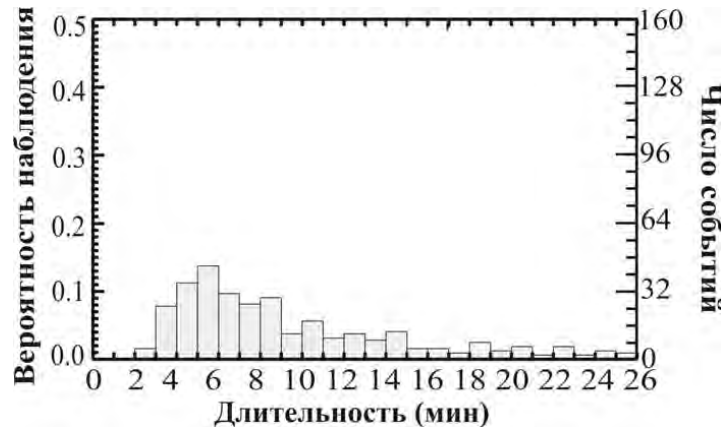


Рис. 19. Статистическое распределение минимальных длительностей наблюдения ускоренных ионов в ППС хвоста по данным спутников Geotail и Cluster

### Характерные энергии ионов и температуры электронов в ППС

На рис. 20а представлено распределение максимальных энергий ускоренных ионов, регистрируемых на высокоширотной границе ППС хвоста спутниками Cluster и Geotail во время спокойных и слабозмущенных геомагнитных периодов. Максимальная энергия ускоренных ионов в каждом случае определялась как средняя энергия самого верхнего энергетического канала, в котором величина  $C$  (счет за время измерения одного энергетического спектра) была не меньше, чем половина максимальной величины счета в 1D распределении дифференциального потока ионов  $f(V_{\parallel})$ .

В большинстве случаев, максимальные энергии ускоренных ионов, наблюдаемых в ППС хвоста во время спокойных или слабозмущенных геомагнитных периодов, не превышали 30 кэВ. Лишь в некоторых случаях энергии ионов приближались к верхнему энергетическому порогу спектрометров экспериментов CIS и LEP.

На рис. 20б показано распределение температур электронов, регистрируемых в ППС одновременно с ускоренными ионами. В большинстве случаев температуры электронов составляли несколько сот эВ ( $< 1$  кэВ), т. е. были существенно ниже температур, типичных для ПС. Во всех случаях температура электронов очень медленно возрастала в направлении к ПС.

Таким образом, во время спокойных или слабозмущенных геомагнитных интервалов, ионы ускоряются в ТС хвоста до энергий, не превышающих типичный перепад потенциала поперек хвоста ( $\sim 40$  кэВ). Электроны, по всей видимости, в такие периоды практически не ускоряются в хвосте. Их нагрев происходит постепенно, по мере их конвекции, когда они захвачены внутри ПС, в области с более сильным магнитным полем вблизи Земли [Lyons, 1984].

Статистические распределения минимальных длительностей ускоренных ионов, оцененных как по данным спутника Geotail, так и по многоточечным измерениям Cluster (см. рис. 18, 19, указывают, скорее, на квазистационарный, чем на импульсный характер неадиабатического ускорения ионов в ТС хвоста во время спокойных или слабозмущенных геомагнитных периодов. Для проверки этого предположения на рис. 21 представлено статистическое распределение максимальных энергий ускоренных ионов в направлении утро–вечер. Для наблюдений, сделанных в дальнем хвосте спутником Geotail, использовалась модифицированная система координат GSM, плоскость ( $X'Y'$ ) которой была повернута на угол абберации  $\alpha = \arctg(V_Y/V_X)$ , где  $V_Y, V_X$  — компоненты скорости солнечного ветра в системе координат GSM, измеренные спутниками IMP-8 или ACE (когда были доступны измерения), с учетом

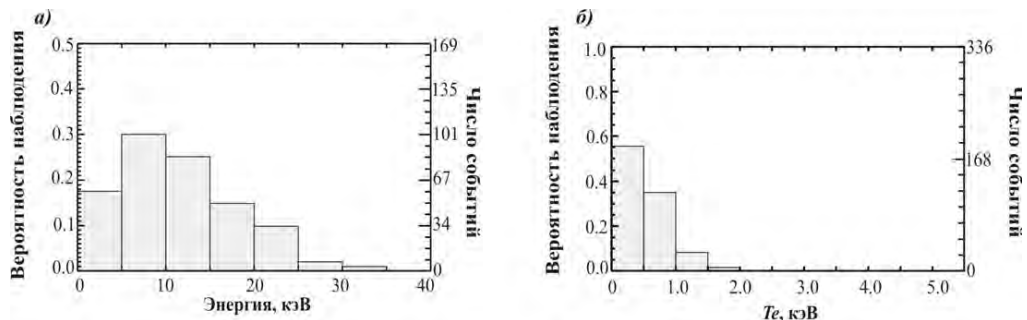


Рис. 20. Распределение величин максимальных энергий ускоренных ионов, регистрируемых в ППС хвоста (а); распределение температур электронов, наблюдаемых в ППС одновременно с ускоренными ионами (б)

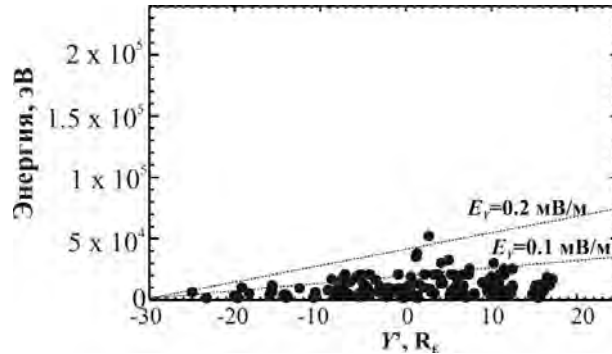


Рис. 21. Распределение максимальных энергий ускоренных ионов, наблюдаемых в ППС геомагнитного хвоста, в направлении утро–вечер. Штриховыми линиями показаны оценки максимальной величины энергии, которую могут приобрести ионы при их неадиабатическом ускорении в ТС квазистационарным электрическим полем утро–вечер, напряженностью  $E = 0.1, 0.2$  мВ/м, предполагая, что они влетают в ТС на краю утреннего фланга

времени распространения потока солнечного ветра от местоположения этих спутников до дальних областей геомагнитного хвоста (до  $130R_E$ ).

Максимальную энергию  $W_{\max}$ , которую могут набрать ионы при их неадиабатическом взаимодействии с ТС, в случае если ускорение происходит только за счет квазистационарного электрического поля утро–вечер, можно оценить следующим образом. Если  $E_Y$  — величина напряженности электрического поля утро–вечер и  $\Delta Y_{\max}$  — расстояние в направлении  $E_Y$ , которое неадиабатические ионы проходят в ТС от края утреннего фланга до  $Y$ -координаты точки наблюдения, тогда

$$W_{\max} = E_Y \Delta Y_{\max}.$$

Типичные значения напряженности квазистационарного электрического поля утро–вечер, образуемого при обтекании магнитосферы потоком солнечного ветра, составляют  $0.1\text{--}0.2$  мВ/м. Такие оценки можно получить, проецируя величины падения потенциала через полярную шапку  $\Delta\varphi \sim 50\text{--}70$  кВ, (характерные для спокойных геомагнитных периодов) в хвост диаметром  $\sim 50R_E$  [Kivelson, Russell, 1995].

Как видно из рис. 21, в большинстве случаев, для значений  $E_Y = 0.1\text{--}0.2$  мВ/м, максимальные энергии ионов, наблюдаемые в ППС при заданном положении спутника  $Y$ , были ниже соответствующих верхних оценок  $W_{\max}$ , которые показаны на рисунке штриховыми линиями вместе с соответствующим значением  $E_Y$ .

Распределение максимальных энергий ускоренных ионов, регистрируемых в ППС хвоста, более-менее хорошо согласуется со сценарием неадиабатического ускорения ионов квазистационарным электрическим полем утро–вечер. Наиболее энергичные ионы наблюдались в полуночном секторе и на вечернем фланге. На краю утреннего фланга хвоста ускоренных ионных структур в ППС практически не наблюдалось, за исключением нескольких низкоэнергичных событий.

### Положение источников неадиабатического ускорения ионов в ТС

Наблюдения, выполненные в ППС хвоста спутником Geotail, на радиальных расстояниях от Земли  $-(20\text{--}220)R_E$ , позволили статистически оценить положение источников неадиабатического ускорения ионов в ТС хвоста во время спокойных и слабозмущенных геомагнитных периодов. С этой целью, в каждом пересечении ППС, в котором наблюдались ускоренные ионы, движущиеся вдоль силовых линий магнитного поля (всего 206 пересечений), определялось направление движения (к

Земли или от Земли) потока ускоренных ионов, движущихся вдоль высокоширотной границы ППС. Как отмечалось выше, высокоширотная граница ППС практически разделяет область лишенную ускоренных или горячих ионов (высокоширотную долю хвоста) и области ППС и ПС, содержащие ускоренные или горячие ионы. Таким образом, силовые линии магнитного поля высокоширотной границы ППС проецируются непосредственно в самый дальний, «присепаратрисный» источник ускорения, и ускоренные ионы, распространяющиеся вдоль этих линий, движутся только в одном направлении, что исключает любую двусмысленность в определении положения источника их ускорения относительно спутника.

На рис. 22 показано статистическое распределение вероятностей наблюдения спутником Geotail ускоренных ионов, движущихся к Земле, либо от Земли, вдоль высокоширотной границы ППС в зависимости от координаты спутника  $X$ . Вероятность наблюдения ускоренных ионов, движущихся к Земле, показана светло-серым цветом, а ее величины отложены на правой вертикальной шкале. Вероятность наблюдения ускоренных ионов, движущихся от Земли вдоль высокоширотной границы ППС, показана темно-серым цветом, и ее значения отложены на левой вертикальной шкале. Для вычисления вероятности наблюдения ускоренных ионов, движущихся в каком-то определенном направлении, весь диапазон радиальных расстояний ( $X$ ), на которых находился спутник Geotail, был разбит на интервалы по  $30R_E$  каждый, и для каждого  $X$ -интервала величина вероятности вычислялась как отношение числа искомых событий, к полному числу наблюдений ускоренных ионов, зарегистрированных в пределах данного  $X$ -интервала.

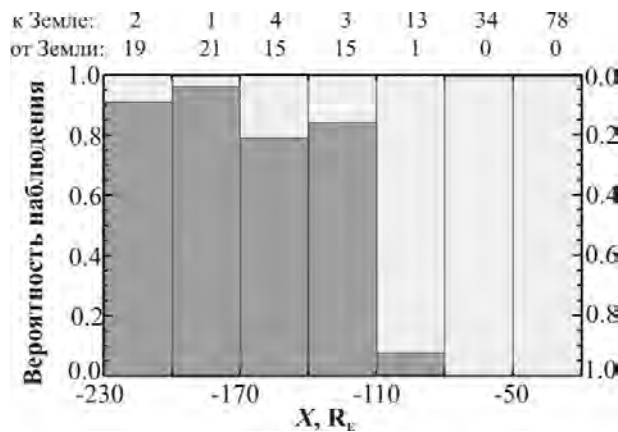


Рис. 22. Статистическое распределение вероятностей наблюдения спутником Geotail ускоренных ионов, движущихся к Земле (светло-серая гистограмма, значения вероятности приведены на правой шкале), либо от Земли (темно-серая гистограмма, значения вероятности показаны на левой шкале), вдоль высокоширотной границы ППС в зависимости от координаты спутника  $X$ . Вверху показано число событий (к Земле /от Земли) в данном  $X$ -интервале

В первую очередь стоит отметить, что во время спокойных или слабозвуженных геомагнитных интервалов, вероятность наблюдения ускоренных ионов, движущихся к Земле вдоль высокоширотной границы ППС, растет по мере приближения спутника к Земле и составляет 100% уже на радиальных расстояниях от Земли  $\sim 80R_E$ . Это означает, что пучки или потоки ускоренных ионов, наблюдаемые в ППС, действительно ускоряются в дальних областях ТС геомагнитного хвоста. Вероятность наблюдения ускоренных ионов, идущих к Земле, начинает уменьшаться только при  $|X| > 80R_E$ , но даже на расстояниях  $X = -(80-110)R_E$  спутник Geotail

в 80% пересечений ППС регистрировал ускоренные ионы, движущиеся к Земле. Это свидетельствует о том, что во время спокойных или слабозмущенных геомагнитных интервалов, источники неадиабатического ускорения ионов могут располагаться в дальних областях хвоста, на расстояниях от Земли более  $110R_E$ . Кроме того, в 10–20% пересечений ППС, имевших место очень далеко от Земли (вплоть до  $-220R_E$ ), так же наблюдались движущиеся к Земле ускоренные ионы. Таким образом, в некоторых случаях магнитосферный хвост может иметь сильно вытянутую магнитную конфигурацию, в которой источники неадиабатического ускорения ионов располагаются в ТС на расстояниях от Земли более  $220R_E$ .

Интересно отметить, что наблюдение в дальнем хвосте (на  $|X| > 80R_E$ ) ускоренных ионов, движущихся вдоль высокоширотной границы ППС в направлении от Земли, и имеющих характеристики, присущие структурам I типа, т. е. 1) высокую коллимацию по скоростям, 2) одновременное наблюдение на высокоширотной границе ППС электронов с изотропными по скоростям функциями распределения, 3) невысокие энергии ионов ( $\leq 30$  кэВ) и температуры электронов ( $< 1$  кэВ), означает, что неадиабатический механизм их ускорения может реализовываться в ТС и с противоположной от Земли стороны дальней X-линии. Наблюдаемая изотропия электронных распределений в этих случаях может быть обусловлена наличием в ТС в области за дельней X-линией магнитной турбулентности [Zelenyi et al., 1998] или мелкомасштабных замкнутых магнитных структур, которые действительно наблюдались спутником Geotail в дальних областях хвоста [Nishida et al., 1994]. Эти магнитные структуры, не оказывая заметного влияния на динамику ионов, могут способствовать изотропизации электронов.

#### Мультиплетные ионные спектры в ППС геомагнитного хвоста

Как обсуждалось выше, в случае одновременного ускорения ионов в нескольких резонансных источниках, расположенных в ТС на различных радиальных расстояниях от Земли, в ППС хвоста возможно пересечение ионных пучков, имеющих разные энергии и, тем самым, формирование нескольких пиков функции распределения в пространстве скоростей. Однако до сих пор данное предсказание теории не было подтверждено экспериментально.

Впервые о явлениях пересечения двух пучков ускоренных ионов, наблюдаемых в ППС геомагнитного хвоста спутниками Cluster сообщалось в работе [Zelenyi et al., 2006c]. На рис. 23 представлены энерго-временные спектрограммы и распределения дифференциального потока ионов, а также питч-угловые распределения электронов, измеренные 01.09.2003 г. в 08:05–08:13 UT при слабозмущенных геомагнитных условиях ( $|AL| < 300$  нТл). Квартет Cluster находился в южной полусфере хвоста и имел координаты  $[-18, 0, -4]_{GSE} R_E$ . В 2003 г. расстояние между спутниками квартета в хвосте не превышало  $\sim 0.1R_E$ , поэтому в  $\sim 08:09$  UT спутники Cluster практически одновременно пересекли высокоширотную границу и вошли в ППС.

На спектрограммах ионов четко наблюдаются два протонных пучка, имеющих существенно разные энергии  $\sim 5$  и  $\sim 30$  кэВ. Оба пучка двигались к Земле вдоль силовых линий магнитного поля и имели коллимированные по питч-углам и энергиям распределения дифференциального потока (в каждом пучке  $\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel} \leq 0.15$ ). Скорости ионных пучков оставались неизменными ( $|V_{\parallel 1}| = 1000$  км/с и  $|V_{\parallel 2}| = 2400$  км/с) в течение всего времени пребывания спутников Cluster в ППС ( $\sim 2.5$  мин.). Как видно на 1D срезах распределений дифференциального потока ионов вдоль магнитного поля, пучки ускоренных ионов образовали два статистически достоверных максимума распределения в пространстве скоростей (рис. 23).

Из-за присутствия в хвосте конвекции  $\mathbf{V}_C = (\mathbf{E} \times \mathbf{B})/B^2$ , направленной к экватору, ионы, имеющие столь разные энергии, и наблюдаемые одновременно, и прак-



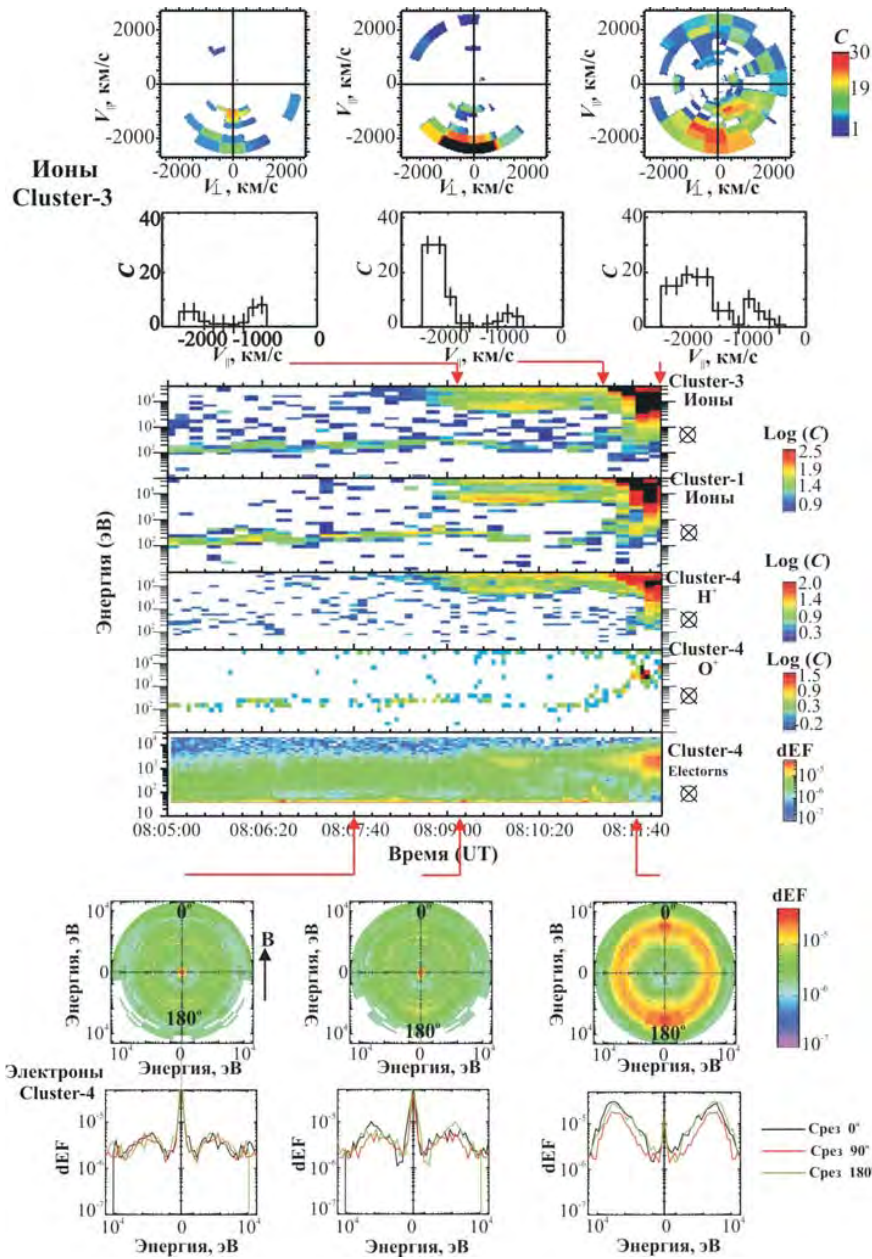


Рис. 23. *Сверху вниз*: распределения дифференциального потока ионов в плоскости  $(V_{\perp}, V_{\parallel})$  и их 1D срезы вдоль магнитного поля. Вертикальными штрихами показана статистическая ошибка:  $\sqrt{C}$ , где  $C$  — число отсчетов за время измерения одного энергетического спектра;  $E$ - $T$  спектрограммы ионов, измеренные спутниками Cluster-3, -1;  $E$ - $T$  спектрограммы протонов, ионов  $O^+$  и электронов, измеренные спутником Cluster-4. Питч-угловые распределения электронов (в единицах дифференциального потока энергии  $dEF$ : эрг/см<sup>2</sup> · с · град · эВ). Моменты измерения электронных и ионных распределений показаны стрелками, соответственно, на нижней и верхней панелях рисунка



тически, в одном и том же месте в ППС, не могли быть ускорены в одном и том же источнике. Трассировка ионных пучков назад в хвост, до пересечения с нейтральной плоскостью, выполненная в модельном магнитном поле (использовалась модель Цыганенко-96), с учетом конвекции ( $V_C = 20$  км/с), показала, что эти пучки действительно были ускорены на разных радиальных расстояниях от Земли, и расстояние между соседними границами источников их ускорения составляло  $\sim 12R_E$ .

Электроны, наблюдаемые одновременно с ускоренными ионами, а также вблизи высокоширотной границы «ионного» ППС имели практически изотропные пич-угловые распределения. Это означает, что ускорение ионных пучков в ТС происходило в области замкнутых силовых линий магнитного поля. Температура электронов, также как и в предыдущих рассмотренных случаях, очень постепенно возрастала в направлении к ПС.

За период измерений в хвосте в 2001–2003 гг. было найдено 120 пересечений ППС спутниками Cluster, в которых наблюдались двухпиковые ионные распределения, подобные вышеописанному событию. Во всех пересечениях ППС двухпиковые распределения были образованы движущимися к Земле вдоль силовых линий магнитного поля ионными пучками. Скорости менее энергичных ионных пучков варьировали в пределах от 600 до 1500 км/с, тогда как величины скоростей высокоэнергичных ионов составляли 2000 км/с и более. Во всех случаях электроны, наблюдаемые вместе с энергичными ионами, а также вблизи высокоширотной границы ППС имели практически изотропные пич-угловые распределения, т. е. источники неадиабатического ускорения ионов в ТС были расположены в областях с замкнутыми силовыми линиями магнитного поля.

В разделе 2 обсуждался предсказанный теорией резонансного ускорения ионов в ТС хвоста универсальный скейлинг (5), связывающий энергию ионного пучка с номером ускорившего его резонанса  $N$ . Ионы, ускоряемые в соседних резонансах (с номерами  $N$  и  $N + 1$ ) и инжектируемые в ППС данной полусферы хвоста, поступают в ТС из источников, расположенных в разных полусферах. Если приток ионов в ТС из какой-либо полусферы заметно слабее притока ионов из противоположной полусферы, то в распределении дифференциального потока ионов в пространстве скоростей будут наблюдаться локальные минимумы, соответствующие энергиям тех резонансов, которые инжектируют в данную полусферу ионы, поступившие в ТС из более слабого источника (рис. 24). Иными словами, если локальные минимумы распределения будут приходиться на энергии, соответствующие четным резонансам, тогда локальные максимумы будут соответствовать энергиям ионов, ускоряемых в нечетных резонансах, и наоборот. Если же приток ионов в ТС из обеих полусфер абсолютно одинаков, тогда различия между резонансами исчезают и пики распределения формируются пучками, ускоренными в соседних резонансах, а не через резонанс.

Наблюдение в ППС хвоста двухпиковых ионных распределений позволило впервые экспериментально проверить выполнение универсального скейлинга (5) [Zelenyi et al., 2006c]. Так как максимумы двухпиковых ионных распределений были довольно хорошо разнесены в пространстве скоростей (расстояние между максимумами составляло 3 и более энергетических канала), естественно предположить, что ионные пучки, образующие двухпиковые распределения, были ускорены не в соседних резонансах, а через резонанс (т. е. приток ионов в ТС из одной из полусфер был слабее, чем приток из другой полусферы). Тогда универсальный скейлинг (5) можно переписать в более удобной для экспериментальной проверки форме

$$\frac{V_{\parallel 1}}{V_{\parallel 2}} = \left[ \frac{N}{N+2} \right]^{2/3}, \quad (6)$$

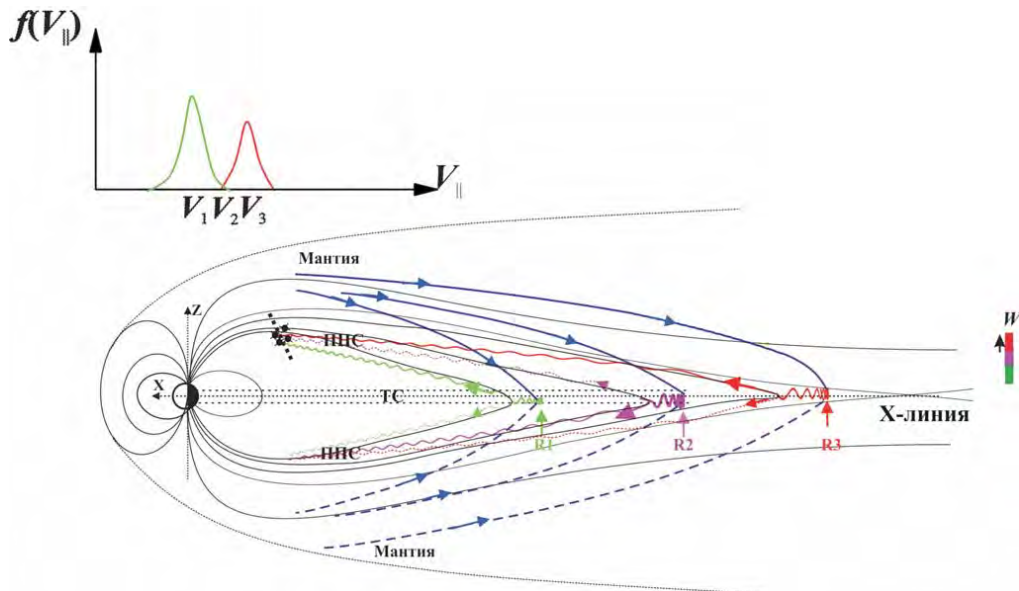


Рис. 24. Схематическое изображение трех резонансных источников ускорения ионов (R1, R2, R3), одновременно функционирующих в ТС хвоста. Источники находятся на различных радиальных расстояниях от Земли ( $X$ ) и изолированы друг от друга. Такие источники инжектируют в ППС ионные пучки, ускоренные до разных энергий (энергии ионов  $W$  показаны цветом, красный цвет соответствует максимальной энергии). Предполагается, что приток ионов в ТС из южной мантии значительно слабее притока из северной мантии (потоки холодных ионов в направлении ТС показаны синими линиями и менее интенсивные потоки из южной полусферы хвоста изображены пунктиром). Ионы, ускоряемые в резонансах с нечетными номерами инжектируются в ППС той же полусферы, из которой холодные ионы поступили в ТС. Из четных резонансов ускоренные ионы инжектируются в противоположную полусферу. Таким образом, в функции распределения ионов по скоростям наблюдаемой в ППС северной полусферы хвоста будут зарегистрированы два локальных максимума, соответствующие энергиям, до которых ускоряются ионы в резонансах R1 и R3, и локальный минимум, соответствующий энергии, до которой ускоряются ионы в резонансе R2

где  $V_{||1}$  и  $V_{||2}$  — скорости менее энергичного и более энергичного ионных пучков, образующих данное двухпиковое распределение, соответственно,  $N$  — номер резонанса (целое число).

На рис. 25 черными кружочками показаны величины отношения  $V_{||1}/V_{||2}$  скоростей ионных пучков, образующих двухпиковые распределения, наблюдаемые в ППС, в зависимости от скорости  $V_{||1}$  наименее энергичного пучка. Серыми вертикальными пунктирными линиями, пересекающими каждый кружок, показаны ошибки определения  $V_{||1}/V_{||2}$  из-за конечной ширины энергетических каналов приборов. Серыми горизонтальными линиями изображены «линии уровня», соответствующие величинам отношения  $[N/(N+2)]^{2/3}$ , теоретически рассчитанного для номеров резонансных источников ускорения  $N = 1, 2, \dots, 10$ . В правой части рисунка черными горизонтальными линиями показано число пересечений ППС, в которых наблюдались двухпиковые распределения, образованные ионными пучками с отношением скоростей  $V_{||1}/V_{||2}$ , близким по величине к данному «уровню»  $[N/(N+2)]^{2/3}$ .

Для резонансов с номерами  $N = 1, 2$  измеряемые в эксперименте величины  $V_{||1}/V_{||2}$  близки (в пределах ошибки измерений) к теоретически рассчитанным зна-

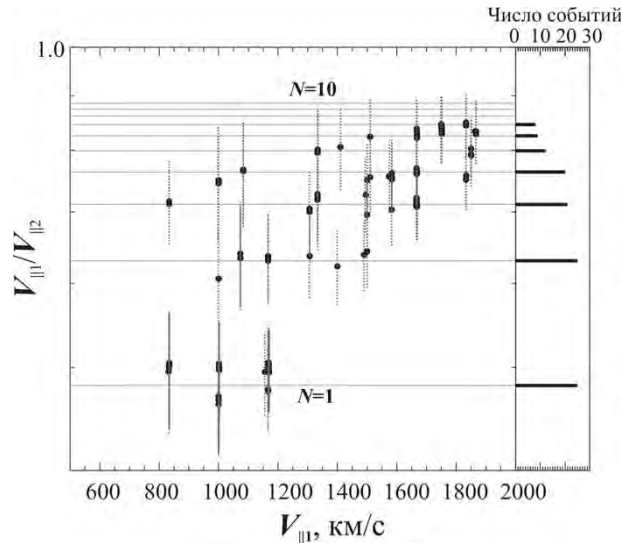


Рис. 25. Сравнение экспериментально измеренных  $V_{||1}/V_{||2}$  (показаны черными кружками) с теоретически рассчитанными значениями  $[N/(N+2)]^{2/3}$ , вычисленными для номеров резонансных источников ускорения  $N = 1, 2, \dots, 10$ , и изображенных на рисунке серыми горизонтальными «линиями уровня». Серыми вертикальными пунктирными линиями, пересекающими каждый кружок, показаны ошибки определения  $V_{||1}/V_{||2}$  из-за конечной ширины энергетических каналов приборов. В правой части рисунка черными горизонтальными линиями показано число пересечений ППС, в которых наблюдались двухпиковые распределения, с отношением скоростей  $V_{||1}/V_{||2}$ , близким по величине к данному «уровню»  $[N/(N+2)]^{2/3}$

чениям  $[N/(N+2)]^{2/3}$ . С ростом номера  $N$  «линии уровней»  $[N/(N+2)]^{2/3}$  начинают сливаться, и расстояние между соседними уровнями становится меньше, чем ошибка измерения  $V_{||1}/V_{||2}$ . Поэтому, для резонансов с номерами  $N \geq 3$  достоверно установить выполнение закона (6) не удастся. Здесь стоит заметить, что ионные пучки, ускоренные в резонансах с большими  $N$  начинают «сливаться» в пространстве скоростей и становятся неразрешимы не только из-за конечной ширины энергетических каналов прибора, но и из-за пространственного перекрытия областей ускорения в ТС. Это происходит из-за того, что ионы, ускоряемые в резонансах с большими номерами  $N$ , приобретают настолько высокие энергии, что их ларморовский радиус в ТС становится сравнимым по величине, или даже начинает превышать расстояние между соседними резонансами [Zelenyi, 2007].

#### Продольные электрические токи в ППС во время спокойных и слабовозмущенных геомагнитных интервалов

Потоки заряженных частиц, движущиеся в ППС хвоста вдоль силовых линий магнитного поля, могут стать причиной возникновения в этой области продольных электрических токов. В этой связи встает вопрос о том, всегда ли, во время распространения ускоренных ионов в ППС также наблюдаются продольные электрические токи, или же ускоренные ионы движутся вместе с электронами и, тем самым, в ППС распространяется поток ускоренной плазмы, а не пучки заряженных частиц? В данном параграфе, на примере анализа отдельного случая, а также на основе статистического исследования интервалов пересечения ППС будет показано, что во время спокойных или слабовозмущенных геомагнитных условий, при распростране-

нии в ППС ускоренных ионов, продольные электрические токи либо отсутствуют, либо имеют довольно малую плотность.

Ранее, при измерениях плотности продольного тока в ППС с помощью одного спутника предполагалось, что ток течет вдоль магнитного поля в плоском слое (неограниченном по  $Y$ ), и спутник пересекает его строго перпендикулярно к плоскости слоя (вдоль  $Z$ ). В этом случае плотность тока вычислялась как  $\mu_0 J = \Delta B_Y / \Delta Z$ , где  $\Delta B_Y$  — вариация  $Y$ -компоненты магнитного поля и  $\Delta Z$  — характерный пространственный масштаб этой вариации. Такой метод определения плотности тока имел, по крайней мере, два недостатка: кроме упомянутого допущения о геометрии токовой структуры и о направлении ее пересечения спутником, существует значительная неопределенность в оценке  $\Delta Z$ . Четырехспутниковые измерения Cluster позволяют определять плотность тока по, так называемому, методу курлометра, который основан на вычислении  $\nabla \times \mathbf{B}$  в предположении отсутствия переменных электрических полей и разветвлений тока [Chanteur, 1998]. При этом, один из четырех спутников (например, Cluster-3) рассматривается как базовый и относительно него вычисляется градиент магнитного поля вдоль трех векторов  $r$ , направленных на остальные три спутника Cluster. Тогда компоненты средней плотности тока  $J_{i3j}$ , протекающего через спутник Cluster-3, вычисляются как

$$J_{i3j} = \frac{\Delta B_{3i} r_{3j} - \Delta B_{3j} r_{3i}}{\mu_0 (r_{3i} r_{3j})}, \quad (7)$$

где  $\Delta B$  и  $r$  — разность величин соответствующих компонент магнитного поля и расстояний между базовым спутником и остальными тремя спутниками (индексы  $i, j$  соответствуют номерам этих спутников).

На рис. 26 показан один из интервалов пересечения ППС хвоста (21.09.2001 между 18:20–18:35 UT) спутниками Cluster, в течение которого в ППС наблюдались ускоренные ионы, которые двигались вдоль магнитного поля и имели коллимированные по питч-углам и энергиям распределения дифференциального потока ( $\Delta V_{\parallel} / V_{\parallel} \leq 0.15$ ). Это был исключительно спокойный геомагнитный период: в течение целого дня вплоть до 22:00 UT величина часового геомагнитного индекса  $|AL|$  составляла менее 50 нТл. В течение интересующего нас интервала квартет Cluster находился в северной полусфере, на расстоянии от Земли  $\sim -16R_E$ . Спутники Cluster последовательно, согласно их близости к ППС (координатам  $Z$ ), пересекали высокоширотную границу ППС: в приблизительно 18:22 UT ее пересек спутник Cluster-3, затем, в 18:23:30 UT, высокоширотную границу ППС пересек Cluster-4, и, наконец спутник Cluster-1 — в примерно 18:26 UT.

По мере пересечения высокоширотной границы и входа в ППС, три спутника Cluster (на которых функционировали ионные спектрометры) регистрировали ионы, движущиеся к Земле вдоль силовых линий магнитного поля с  $V_{\parallel} \sim 1400$  км/с. Согласно наблюдениям, полученным с трех спутников, характеристики распределений дифференциального потока ионов (положение максимума и ширина) практически не изменялись, по крайней мере, в течение  $\sim 10$  мин. В течение этого времени, спутники Cluster, находясь уже внутри ППС (о чем свидетельствуют наблюдения не только прямых, движущихся к Земле, но и отраженных от Земли высокоскоростных ионов, движущихся в хвост, и имеющих  $V_{\parallel} < 0$ ), время от времени регистрировали ионы, движущиеся с меньшими  $V_{\parallel}$ , что было обусловлено пространственной дисперсией ионов по скоростям, а не транзитными эффектами.

Вблизи высокоширотной границы ППС (со стороны высоких широт) и на самой границе, все спутники Cluster (на рис. 26б показаны только данные со спутника Cluster-3) регистрировали электроны с энергиями менее 1 кэВ и практически изотропными питч-угловыми распределениями. Таким образом, в электронных распреде-

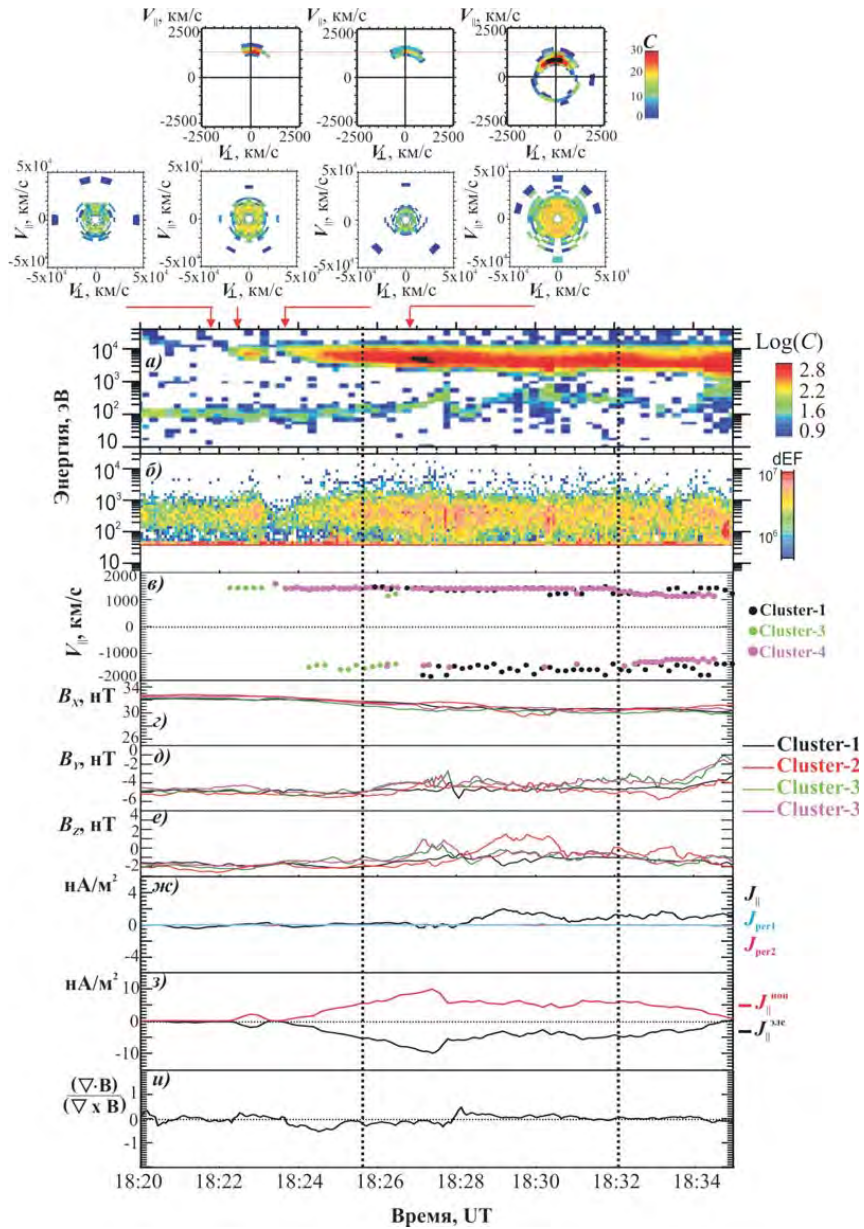


Рис. 26. Пересечение спутниками Cluster ППС хвоста 21.09.2001 в период 18:20–18:35 UT. *Сверху вниз*: 2D распределения дифференциального потока ионов в плоскости  $(V_{\perp}, V_{\parallel})$  и питч-угловые распределения электронов, измеренные спутником Cluster-3 в моменты времени, указанные стрелками; спектрограммы  $(E - T)$  ионов и электронов; величины параллельной скорости ионов, соответствующие максимумам распределений дифференциального потока, измеренных спутниками Cluster -1, -3, -4; три GSE-компоненты магнитного поля с четырьмя спутниками Cluster; три компоненты плотности электрического тока, рассчитанные как  $\nabla \times \mathbf{B}$ ; продольные компоненты ионного ( $J_{\parallel}^{\text{ион}}$ ) и электронного ( $J_{\parallel}^{\text{элек}}$ ) токов и величины отношения  $\nabla \cdot \mathbf{B} / \nabla \times \mathbf{B}$ . Интервал, когда все спутники находились в ППС, выделен пунктиром



лениях, признаки пересечения магнитной сепаратрисы, разделяющей открытые и уже замкнутые силовые линии магнитного поля, отсутствовали, и высокоскоростные ионы, регистрируемые в ППС, были неадиабатически ускорены в ТС в области замкнутых силовых линий магнитного поля.

В высокоширотной части ППС вариации магнитного поля практически отсутствовали (рис. 26г–е), а различия между величинами  $Y$ -компонент магнитного поля, измеренными четырьмя спутниками Cluster, были незначительны, что косвенно указывает на отсутствие сильных продольных токов.

На рис. 26ж представлены временные профили трех компонент плотности электрического тока (вдоль направления магнитного поля,  $J_{\parallel}$ , и двух компонент перпендикулярных магнитному полю,  $J_{\text{per}1}$ ,  $J_{\text{per}2}$ , определенные по методу курлометра (7)). Временной профиль отношения  $\nabla \cdot \mathbf{V} / \nabla \times \mathbf{V}$  показан на рис. 26и. В предположении «прямых» (без ответвлений) токовых трубок, что вполне оправданно для ППС, величина  $\nabla \cdot \mathbf{V} / \nabla \times \mathbf{V}$  может служить ошибкой определения плотности тока ( $\Delta J / J$ ) [Robert et al., 1988], а также косвенно указывать на наличие временных изменений в магнитном поле [Dunlop et al., 2002].

В течение интервала времени, когда все спутники Cluster находились в ППС (на рис. 26 он отмечен пунктиром), плотность продольного электрического тока не превышала  $2 \text{ нА/м}^2$ , а в высокоширотной части ППС (там, где наблюдались ускоренные ионы, движущиеся только в одном направлении — к Земле) она была близка к нулю. Величина  $\nabla \cdot \mathbf{V} / \nabla \times \mathbf{V}$  практически всегда была существенно меньше единицы. Таким образом, с большой степенью уверенности можно считать, что в данном событии, в высокоширотной части ППС продольных электрических токов не наблюдалось.

Отсутствие продольного электрического тока в высокоширотном ППС указывает, что вклад ионов, движущихся с высокими скоростями вдоль силовых линий магнитного поля, в продольный ток был скомпенсирован вкладом электронной компоненты, движущейся с той же скоростью и в том же направлении. Из-за малости энергий эта электронная компонента не видна на фоне тепловых электронов, которые имеют изотропную по скоростям функцию распределения. Вклад ионной компоненты в продольный ток, рассчитанный как  $J_{\parallel}^{\text{ион}} = enV_{\parallel}$ , где  $e$  — элементарный заряд,  $n$  и  $V_{\parallel}$  — плотность и параллельная скорость ионов, показан на рис. 26з красной линией. Продольный ток, создаваемый ионами в ППС, существенно превышает полный продольный ток  $\nabla \times \mathbf{V}$ . Вклад электронной компоненты, оцененный как  $J_{\parallel}^{\text{эле}} = (\nabla \times \mathbf{V}) - J_{\parallel}^{\text{ион}}$ , показан, на этом же рисунке, черной линией. Малая плотность полного продольного тока обусловлена практически полной компенсацией ионного продольного тока соответствующей компонентой электронного тока. Таким образом, высокоскоростные ионы, движущиеся в высокоширотной части ППС, в подобных случаях, представляют собой ионную компоненту высокоскоростного потока плазмы, и, поэтому, не могут быть классифицированы как ионные пучки (как это предполагалось ранее). Вблизи ПС, где регистрируются как прямые, так и отраженные высокоскоростные потоки, наблюдался очень слабый ( $\leq 2 \text{ нА/м}^2$ ) продольный ток, направленный к Земле, и переносимый ускоренными ионами также движущимися к Земле [Григоренко и др., 2010].

На рис. 27 представлены результаты статистического анализа плотностей продольных электрических токов, измеренных спутниками Cluster в 129 пересечениях ППС, во время распространения в этой области ускоренных ионов. Плотность тока определялась по методу курлометра и считалась достоверной, когда все спутники находились внутри ППС и величина отношения  $\nabla \cdot \mathbf{V} / \nabla \times \mathbf{V}$  не превышала 0.2. Наряду с плотностью полного продольного тока  $(\nabla \times \mathbf{V})_{\parallel}$  для каждого пересечения

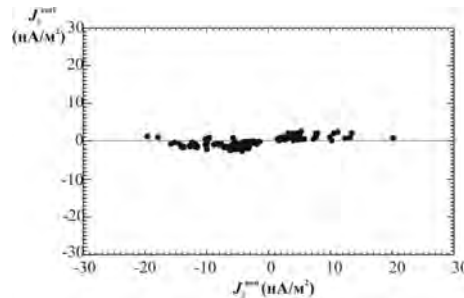


Рис. 27. Распределение максимальных значений плотностей продольных электрических токов, вычисленных по методу курлометра  $J_{\parallel}^{\text{curl}} = (\nabla \times \mathbf{V})_{\parallel}$  в каждом из 129 пересечениях ППС спутниками Cluster, в зависимости от соответствующих (одновременно измеренных) значений плотности продольных токов, создаваемых ускоренными ионами, движущимися вдоль силовых линий магнитного поля

ППС были вычислены плотности продольных электрических токов, создаваемых ускоренными ионами, движущимися вдоль силовых линий магнитного поля,  $J_{\parallel}^{\text{ион}}$ . Максимальные значения плотностей полного продольного тока, наблюдаемого в каждом пересечении ППС и соответствующие им (измеряемые одновременно) значения плотностей продольного тока, создаваемого высокоскоростными ионами показаны на рис. 27 черными кружками.

Из рис. 27 видно, что во всех пересечениях ППС, абсолютная величина плотности полного продольного тока  $(\nabla \times \mathbf{V})_{\parallel}$  была существенно меньше абсолютной величины плотности продольного тока, создаваемого ускоренными ионами. Это означает, что в таких случаях имела место практически полная компенсация ионного продольного тока электронным током, т. е. ионы и электроны в ППС двигались в одном направлении и с близкими скоростями. В таких случаях высокоскоростные ионы не являются ионными пучками, а представляют собой часть потока плазмы, движущегося вдоль силовых линий магнитного поля. Этот результат важно учитывать при анализе устойчивости магнитных силовых трубок ППС. Так, например, в такие интервалы, более вероятным источником возбуждения низкочастотных волновых колебаний магнитных силовых трубок ППС, является неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, а не токовая неустойчивость [Буринская, 2008].

#### **Особенности неадиабатического ускорения ионов в ТС хвоста во время спокойных или слабозмущенных геомагнитных периодов**

В табл. 2 суммированы основные особенности ионных и электронных распределений, которые, как правило, наблюдались в ППС хвоста во время спокойных или слабозмущенных геомагнитных периодов.

Результаты экспериментальных наблюдений и их статистического анализа, показали, что во время спокойных или слабозмущенных геомагнитных периодов ( $|AL| < 300$  нТл) особенности ионных и электронных распределений в ППС указывают на то, что

- 1) неадиабатическое ускорение ионов в ТС хвоста происходит в областях уже замкнутых силовых линий магнитного поля, т. е. несвязанных непосредственно с магнитным пересоединением;
- 2) ионы ускоряются за счет квазистационарного электрического поля утро–вечер, напряженностью 0.1–0.2 мВ/м;
- 3) ускорение ионов может происходить одновременно в нескольких локализованных в пространстве источниках, среднее минимальное время жизни которых



Таблица 2

Особенности ионных и электронных характеристик, наблюдаемых в ППС хвоста во время спокойных или слабозмущенных геомагнитных периодов [Grigorenko et al., 2009]

Плазменные характеристики	Особенности плазменных характеристик, наблюдаемые в ППС
Распределение дифференциального потока ионов	Коллимированное по питч-углам и скоростям ( $\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel} \sim 0.05-0.15$ )
Питч-угловое распределение электронов в ППС и вблизи его высокоширотной границы	Практически изотропное. Параметр асимметрии (skewness) $S \leq 0.2$
Температура электронов	В большинстве случаев $< 1$ кэВ и постепенно растет в направлении к ПС
Типичные энергии ускоренных ионов	$\leq 30$ кэВ
Средняя минимальная длительность наблюдения ускоренных ионов	$\sim 10$ мин.
Направление движения ускоренных ионов вдоль высокоширотной границы ППС в зависимости от $X$ -координаты спутника	Двигутся к Земле на радиальных расстояниях $X \geq -110R_E$

составляет  $\sim 10$  мин. В результате в ППС хвоста наблюдаются коллимированные по энергиям ( $\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel} \leq 0.15$ ) и локализованные в пространстве структуры ускоренных ионов;

4) источники неадиабатического ускорения ионов могут быть расположены в дальних областях ТС на расстояниях от Земли  $100R_E$  и более;

5) в результате неадиабатического ускорения ионов в нескольких пространственно разнесенных источниках, в распределениях дифференциального потока ионов по скоростям, регистрируемых в ППС, наблюдаются, по крайней мере, два четко выраженных узких пика, энергии которых, хорошо описываются теоретически предсказанным универсальным скейлингом  $W_N \sim N^{4/3}$ , где  $N$  — номер соответствующего резонанса;

6) электроны, наблюдаемые вблизи высокоширотной границы ППС одновременно с ускоренными ионами, практически не ускорялись в дальнем хвосте. Их направленная скорость в ППС была существенно меньше тепловой и сравнима по величине и направлению со скоростью ионов, что обеспечивало отсутствие или очень малую величину плотности продольных электрических токов ( $J_{\parallel} \leq 2$  нА/м<sup>2</sup>). Медленное ускорение электронов, захваченных внутри ПС, в такие интервалы происходит за счет бетатронного механизма при их конвекции в области с более сильным магнитным полем вблизи Земли.

Перечисленные особенности плазменных характеристик, наблюдаемых в ППС хвоста, позволяют утверждать, что неадиабатическое ускорение ионов хоть и происходит в ТС дальних областей хвоста, но источники ускорения остаются, при этом, в области замкнутых силовых линий магнитного поля, и само ускорение носит резонансный характер (рис. 28). Несмотря на столь «тонкие» кинетические эффекты взаимодействия частиц с ТС, приводящие к появлению резонансных областей ускорения, это явление носит достаточно устойчивый характер, и его продолжительность может достигать десятков минут. По-видимому, это обеспечивается медленной изменчивостью состояния хвоста во время длительных спокойных периодов.

Небольшая доля ( $\sim 22\%$ ) структур ускоренных ионов, наблюдаемых в ППС во время спокойных или слабозмущенных геомагнитных периодов, принадлежала ко II типу. Такие структуры характеризуются более широкими в пространстве скоро-

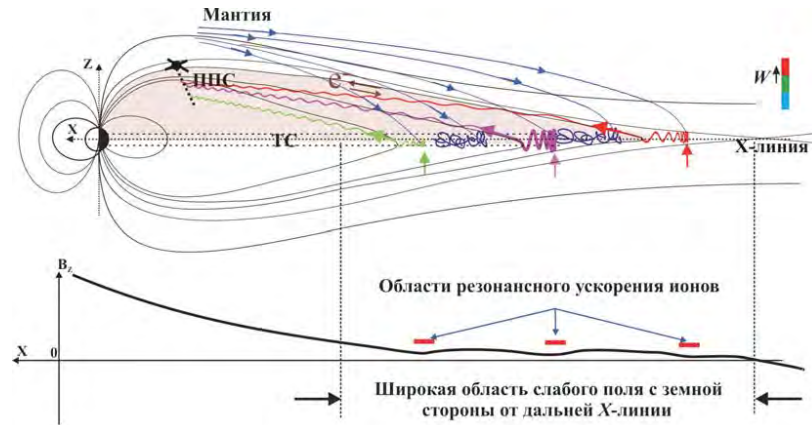


Рис. 28. Схематическое изображение сценария резонансного ускорения ионов в ТС во время спокойных или слабозмущенных геомагнитных периодов. Ускорение ионов происходит в пространственно-локализованных областях ТС (резонансах), отмеченных на рисунке цветными стрелками. В областях между резонансами, ионы, попадающие в ТС из мантлии (показаны синими линиями), испытывают сильное рассеяние и захватываются в ПС. Резонансно ускоренные ионы инжектируются в ППС практически без рассеяния, где формируют локализованные в пространстве и коллимированные по энергиям потоки. Чем дальше от Земли находится источник ускорения, тем выше энергия соответствующего ионного потока (энергии ионов  $W$  схематично показаны цветом, согласно шкале в правой части рисунка). Резонансные области ускорения расположены в дальнем хвосте, однако в области уже замкнутых силовых линий магнитного поля, населенных электронами, имеющими практически изотропные по скоростям функции распределения. В результате, ускоренные ионы, наблюдаемые в ППС, «вложены» в слой изотропных электронов, который показан на рисунке розовым цветом

стей распределениями дифференциального потока ( $\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel} \geq 0.3$ ) и анизотропными по скоростям функциями распределения электронов, регистрируемых на высокоширотной границе ППС. Данные структуры, по-видимому, являлись переходными случаями, когда локализованные источники резонансного ускорения, генерирующие ускоренные ионные структуры с высокой степенью коллимации ионов по скоростям, начинали сливаться [Zelenyi et al., 2009], образуя более протяженный в пространстве источник ускорения, в разных точках которого ионы ускорялись до различных энергий. Такой источник в первую очередь должен формироваться вблизи области магнитного пересоединения, что подтверждается наблюдением на высокоширотной границе ППС анизотропных по скоростям функций распределения электронов. Это явление более подробно будет обсуждаться в следующем разделе.

## 5. Структуры ускоренных ионов, наблюдаемые в ППС геомагнитного хвоста во время возмущенных геомагнитных периодов. Ускорение вблизи магнитной X-линии

В данном разделе будут обсуждаться пучки ускоренных ионов, наблюдаемые в ППС хвоста во время возмущенных геомагнитных периодов, когда абсолютная величина часового геомагнитного индекса  $|AL|$  превышала 300 нТл. Ускоренные ионы, регистрируемые в ППС в такие периоды, характеризуются широкими в пространстве скоростями распределениями дифференциального потока ( $\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel} > 0.3$ ),

более высокими, чем в спокойные периоды, энергиями (до 200 кэВ) и анизотропными по скоростям электронными распределениями, т. е. являются, согласно нашей классификации, структурами II типа. Столь заметные различия в характеристиках ионных и электронных распределений, наблюдаемых во время более-менее спокойных ( $|AL| < 300$  нТл) и возмущенных ( $|AL| \geq 300$  нТл) геомагнитных периодов могут быть связаны с различными условиями ускорения заряженных частиц в ТС хвоста.

Во время возмущенных геомагнитных периодов область магнитного пересоединения может формироваться в ближних к Земле областях магнитосферного хвоста [Sergeev et al., 2007], и в таких случаях неадиабатическое ускорение ионов в ТС будет происходить непосредственно вблизи X-линии. Близость источника ускорения к магнитной X-линии может повлиять на условия ускорения заряженных частиц и на стационарность самого процесса. Наличие вблизи области пересоединения магнитной турбулентности и индукционных электрических полей может вызвать дополнительное ускорение и термализацию заряженных частиц. Эти особенности ускорительного процесса должны проявляться в характеристиках ионных и электронных функций распределения, наблюдаемых в ППС геомагнитного хвоста.

Для статистических исследований, результаты которых представлены в данном разделе, были использованы измерения 3D функций распределения электронов и распределений дифференциального потока ионов по скоростям в ППС хвоста, измеренные спутником Geotail, на расстояниях от Земли  $X = -(20-220)R_E$  во время возмущенных геомагнитных периодов (445 пересечений ППС, в 274-х из которых наблюдались ускоренные ионы). Также были использованы измерения 3D распределений дифференциального потока ионов и питч-угловых распределений электронов, полученные в 2001–2002 гг. кваттетом Cluster в ППС хвоста, на радиальных расстояниях от Земли  $X = -(15-19)R_E$ , во время возмущенных геомагнитных интервалов (всего 311 пересечений ППС, из которых в 210-ти наблюдались ускоренные ионы). Таким образом, наша база данных содержит, при данных геомагнитных условиях, 756 пересечений ППС спутниками Geotail и Cluster. Из них в 484 интервалах пересечений ППС наблюдались структуры ускоренных ионов, которые в  $\sim 88\%$  случаев принадлежали ко II типу ускоренных структур (наблюдались в 424 пересечениях ППС).

#### **Наблюдение ускоренных ионов в ППС хвоста во время возмущенных геомагнитных интервалов**

Типичный пример наблюдения ускоренных ионов II типа в ППС хвоста во время возмущенного геомагнитного интервала ( $AL = -350$  нТл), соответствующего фазе роста перед суббурей, показан на рис. 29: 12.12.1994 г. в 19:15–19:22 UT спутник Geotail находился в южной полусфере хвоста и пересекал ППС хвоста, двигаясь из ПС в сторону южной высокоширотной доли хвоста. Координаты спутника в системе GSM были  $[-47, 1, -6] R_E$ .

Первый, очень короткий ( $\sim 12$  с) выход спутника из ПС в ППС произошел между 19:18:55–19:19:07 UT. Этот выход в ППС сопровождался увеличением абсолютной величины  $|B_X|$  компоненты магнитного поля и уменьшением электронной температуры практически до значений, наблюдаемых позже в высокоширотной доле хвоста. Плазменный параметр  $\beta$  также уменьшился до величины типичной для ППС,  $\sim 0.4$ . Здесь важно отметить, что в течение своего короткого пребывания в ППС спутник не зафиксировал ни энергичных ионов, ни горячих электронов. Затем, в 19:19:07 UT спутник Geotail снова на короткое время вошёл в ПС ( $\beta \sim 2.0$ ) и, спустя 12 с, вновь вышел в ППС в 19:19:19 UT, быстро пересек ППС (за  $\sim 48$  с) и вышел в южную высокоширотную долю хвоста. Этот интервал пересечения ППС выделен на рис. 29 светло-желтым цветом.

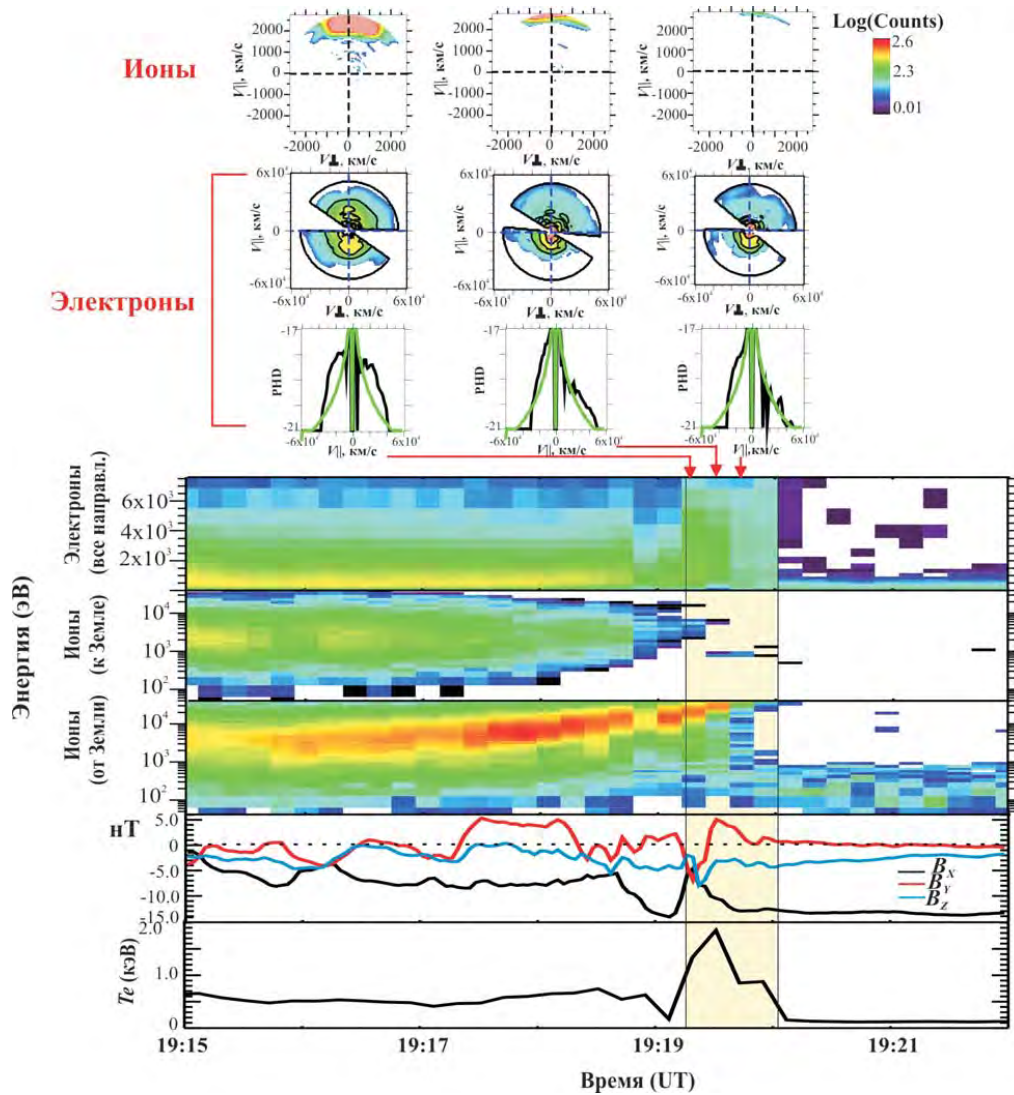


Рис. 29. Пересечение ППС спутником Geotail 12.12.1994 г. во время возмущенного геомагнитного периода. *Сверху вниз*: 2D срезы распределений дифференциального потока ионов по скоростям, построенные в плоскости  $(V_{\perp}, V_{\parallel})$ , 2D срезы функций распределения электронов по скоростям (в единицах фазовой плотности PHD), построенные в плоскости  $(V_{\perp}, V_{\parallel})$ , 1D срезы функций распределения электронов по скоростям вдоль магнитного поля; энерго-временные ( $E$ - $T$ ) спектрограммы электронов; ионов, движущихся к Земле и от Земли; временной ход трех компонент магнитного поля; временной профиль электронной температуры. Стрелками отмечены моменты измерений ионных и электронных функций распределения

Плазменные характеристики, измеренные спутником Geotail во время своего второго входа и пересечения ППС, принципиально отличались от тех, что наблюдались в ППС перед этим. Во-первых, спутник зафиксировал резкий скачок электронной температуры, которая практически достигла 2 кэВ и стала почти в 4 раза выше электронной температуры, наблюдаемой до этого в ПС. Во-вторых, в ППС начали

наблюдаться ускоренные ионы, движущиеся вдоль силовых линий магнитного поля от Земли со скоростями  $V_{\parallel} > 2000$  км/с. Это означает, что спутник Geotail практически зарегистрировал начало процесса ускорения (с точностью до 12 с, определяемой временным разрешением данных).

Пока спутник пересекал ППС, направление движения ускоренных ионов не изменялось: ионы двигались вдоль силовых линий магнитного поля от Земли даже на высокоширотной границе ППС. Причем, встречных, движущихся к Земле ионов, в ППС вообще не наблюдалось. Это означает, что источник ускорения находился между Землей и спутником, то есть был расположен на радиальном расстоянии от Земли менее  $47R_E$ . Энергия ионов возрастала с широтой, и на высокоширотной границе ППС ее величина превысила верхний энергетический порог спектрометра LEP, т. е. стала больше 40 кэВ. Таким образом, зависимость энергии ионов от широты была типичной для пространственного характера дисперсии, обусловленной фильтрацией ионов по скоростям. Это означает, что источник ускорения не находился в непосредственной близости от спутника.

Как видно из рис. 29 распределения дифференциального потока ионов внутри ППС имели довольно большую ширину в пространстве скоростей:  $\Delta V_{\parallel} \sim 1700$  км/с, т. е.  $\Delta V_{\parallel} \sim V_{\parallel}$  (что соответствует  $\sim 13$  энергетическим каналам спектрометра LEP). При приближении спутника к высокоширотной границе ППС, менее энергичная часть ионного распределения исчезает, энергии ионов возрастают и начинают превышать верхний порог регистрации прибора. В результате, определить ширину ионного распределения на границе ППС было невозможно. Однако измерения, сделанные спутником внутри ППС, позволяют утверждать, что ускоренные ионы имели очень значительный разброс скоростей, который в несколько раз превышал разброс скоростей в структурах ускоренных ионов, наблюдаемых во время спокойных или слабозмущенных геомагнитных периодов. Причем, большую ширину в пространстве скоростей имели не только распределения, проинтегрированные по всей толщине ППС, но также и распределения, измеренные «локально», т. е. в данный момент времени и в данном месте ППС.

Еще одна отличительная черта, присущая структурам ускоренных ионов II типа, — это сильная анизотропия по скоростям функций распределения электронов, наблюдаемых в ППС одновременно с ускоренными ионами. Как видно из рис. 29 функции распределения электронов в ППС сильно отличались от максвелловских. В работе [Hoshino et al., 2001] путем численного моделирования были получены три класса функций распределения электронов, которые должны наблюдаться в ПС и ППС, если ускорение и нагрев электронов происходит в области магнитного пересоединения. В рассматриваемом пересечении ППС, в процессе движения спутника от ПС к высокоширотной границе ППС, действительно наблюдались все три класса электронных распределений, полученных в моделировании, а именно:

1) распределения в виде «усеченного конуса», которые характеризуются плоской функцией распределения в области низких энергий. Электроны с такой функцией распределения наблюдались в 19:18:43 UT, когда Geotail находился в ПС;

2) распределение в виде «мяча» («football» type, в англоязычной литературе), характеризующее температурной анизотропией  $T_{\parallel} > T_{\perp}$ , которое наблюдалось в 19:19:07 UT, когда спутник Geotail приблизился к ППС;

3) распределение в виде «сдвинутого мяча» («shifted football», в англоязычной литературе), образованное низкоэнергичными (еще неускоренными) электронами, движущимися к источнику ускорения, и высокоэнергичными электронами, движущимися из источника ускорения. Обе электронные компоненты движутся преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля, что обуславливает сильную анизотропию 1D срезов электронных распределений вдоль магнитного поля. Такие



функции распределения электронов были зарегистрированы после 19:19:31 UT, когда Geotail пересекал ППС. Особенно выраженная анизотропия электронных распределений наблюдалась на высокоширотной границе ППС. Параметр, характеризующий степень асимметрии 1D срезов электронных распределений изменялся от 0.4 (внутри ППС) до 0.6 (на высокоширотной границе ППС).

Столь выраженная анизотропия функций распределения электронов по скоростям, наблюдаемая на высокоширотной границе ППС, указывает на то, что спутник пересекал магнитную сепаратрису, разделяющую еще открытые, непересоединенные силовые линии магнитного поля, вдоль которых в направлении источника ускорения двигались еще неускоренные электроны (в данном случае к Земле), и уже пересоединенные, силовые линии, вдоль которых ускоренные электроны двигались из источника (в данном случае в хвост). Одновременные наблюдения (в пределах разрешающей способности приборов) анизотропных электронов и высокоскоростных ионов указывают на ускорение последних вблизи области магнитного пересоединения, имеющего «регулярную» топологию с четко выраженной сепаратрисой.

Во время пересечения ППС, спутник Geotail сначала наблюдал положительную, а затем, вблизи высокоширотной границы ППС, отрицательную вариацию  $Y$ -компоненты скорости ионов, свидетельствующих о наличии электрического поля  $E_Z$ , которое внутри ППС было направлено в сторону высоких широт, а на высокоширотной границе ППС — к экваториальной плоскости. Такое распределение электрического поля  $E_Z$  имеет место при наличии холловской системы токов, формируемой вблизи области магнитного пересоединения [Nagai et al., 2001; Nagai et al., 2003].  $B_Y$ -компонента магнитного поля испытывала сначала отрицательную (внутри ППС), а затем, положительную вариацию, что свидетельствовало о наличии в ППС продольных электрических токов. К сожалению, после 19:20 UT спутник вышел из ППС в высокоширотную долю хвоста, и, таким образом, можно было оценить лишь минимальную длительность наблюдаемых в ППС плазменных структур, которая составила  $\sim 1$  мин.

#### **Статистические исследования плазменных характеристик, наблюдаемых в ППС хвоста во время возмущенных геомагнитных интервалов**

В данном разделе представлены статистические исследования характеристик структур ускоренных ионов, зарегистрированных спутниками Geotail и Cluster в ППС магнитосферного хвоста во время возмущенных геомагнитных периодов ( $|AL| \geq 300$  нТл). При данных геомагнитных условиях наша база данных содержит 756 пересечений ППС спутниками Geotail и Cluster. Из них в 484 пересечениях наблюдались структуры ускоренных ионов, которые в  $\sim 88\%$  случаев принадлежали ко II типу ускоренных структур (наблюдались в 424 пересечениях ППС).

#### **Пространственно-временные характеристики ускоренных ионных структур**

На рис. 30 показаны пространственные размеры  $\Delta Z'$  и минимальные длительности  $\Delta T$  наблюдений ускоренных ионов в 74 пересечениях ППС спутниками Cluster, для которых было возможно достоверно определить эти характеристики. Рисунок выполнен в том же формате, что и рис. 18. В отличие от спокойных или слабозвозмущенных геомагнитных интервалов, пространственные размеры структур ускоренных ионов в направлении нормали к поверхности ППС ( $Z'$ ) в возмущенные периоды варьируют в более широких пределах: от  $\sim 0.2R_E$  до  $\sim 0.9R_E$ . Средний размер  $\Delta Z'$  ускоренных ионных структур, характерных для возмущенных геомагнитных периодов, составил  $\sim 0.7R_E$ . Разброс величин минимальных длительностей наблюдения ускоренных ионов в ППС в такие периоды, напротив, был невелик,  $\sim 1$ –5 мин и лишь в одном случае ускоренные ионы наблюдались в течение  $\sim 8$  мин.

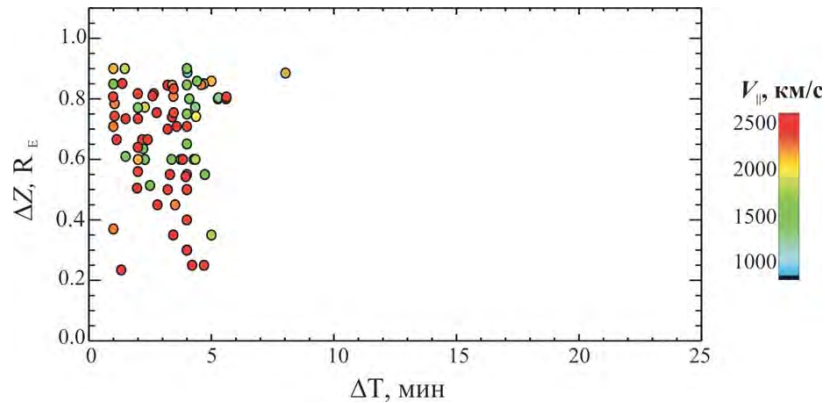


Рис. 30. Пространственные размеры  $\Delta Z'$  ускоренных ионных структур и длительности их наблюдения ( $\Delta T$ ) в ППС во время возмущенных геомагнитных периодов. Цветом показана абсолютная величина скорости ионов вдоль силовых линий магнитного поля ( $V_{||}$ ) согласно цветовой шкале, представленной в правой части рисунка

На рис. 31 представлено статистическое распределение минимальных длительностей наблюдений в ППС ускоренных ионов, построенное с использованием данных, полученных не только квартетом Cluster, но и спутником Geotail. В отличие от аналогичных распределений, построенных для спокойных геомагнитных интервалов, в данном случае минимальные длительности наблюдения ускоренных ионов, оцененные как по односпутниковым, так и по многоспутниковым измерениям, практически одинаковы (1–5 мин). Средняя минимальная длительность наблюдения ускоренных ионных структур составила  $\sim 2$  мин. [Grigorenko et al., 2002; Grigorenko et al., 2007].

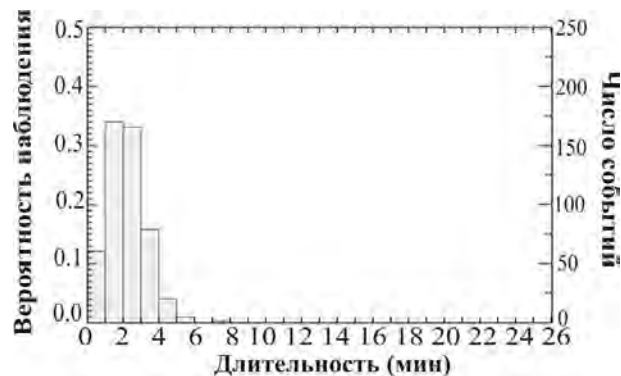


Рис. 31. Статистическое распределение минимальных длительностей наблюдения ускоренных ионов в ППС хвоста во время возмущенных геомагнитных периодов, по данным спутников Geotail и Cluster

### Характерные ионные энергии и температуры электронов

На рис. 32а представлено распределение максимальных энергий ускоренных ионов, регистрируемых на высокоширотной границе ППС хвоста спутником Geotail во время возмущенных геомагнитных периодов. Максимальная энергия ускоренных ионов в каждом случае определялась как средняя энергия самого верхнего



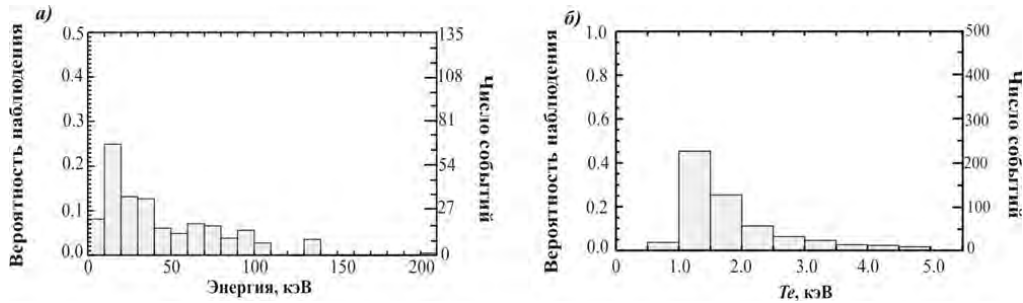


Рис. 32. Распределение величин максимальных энергий ускоренных ионов, регистрируемых в ППС хвоста во время возмущенных геомагнитных периодов (а); распределение температур электронов, наблюдаемых в ППС одновременно с ускоренными ионами (б)

энергетического канала, в котором величина  $C$  (счет за время измерения одного энергетического спектра) была не меньше, чем половина максимальной величины счета в 1D распределении дифференциального потока ионов  $f(V_{\parallel})$ . В тех случаях, когда энергия ионов превышала верхний энергетический порог спектрометра LEP, привлекались данные спектрометра энергичных частиц EPIC. Величина максимальной энергии ионов, в этих случаях, также определялась как средняя энергия верхнего энергетического канала, в котором интенсивность ионного потока была не меньше половины максимальной интенсивности, наблюдаемой в данной ионной структуре.

Во время возмущенных геомагнитных периодов диапазон энергий ускоренных ионных структур, наблюдаемых в ППС хвоста, был намного шире, чем в спокойные периоды. В большинстве случаев энергии ионов были  $\geq 20$  кэВ, а в некоторых случаях достигали 100 кэВ и более, т. е. были больше, чем характерный перепад электрического потенциала поперек хвоста ( $\sim 50$  кэВ). К сожалению, по данным спектрометра EPIC нельзя точно оценить максимальную величину энергии ионов из-за большой ширины энергетических каналов. Так, например, для наиболее интересного для нас диапазона энергий 45–140 кэВ (на который в большинстве случаев приходится наблюдаемые в ППС энергии ускоренных ионов), ширина энергетического канала EPIC увеличивается от  $\sim 12$  до  $\sim 47$  кэВ. Тем не менее статистическое распределение максимальных величин энергий ускоренных ионов, измеренных EPIC, все же дает представление о количестве энергии, набираемой ионами, при их ускорении в ТС во время возмущенных геомагнитных периодов, и позволяет сделать некоторые выводы о механизме их ускорения в ТС.

На рис. 32б показано распределение температур электронов, регистрируемых в ППС одновременно с ускоренными ионами. Данное статическое исследование было проведено на основе измерений электронных температур спутниками Geotail и Cluster. В большинстве случаев электронные температуры в ППС были сравнимы с температурами электронов, наблюдаемыми в ПС ( $\geq 1$  кэВ), а иногда и превышали их, как в случае, показанном на рис. 29.

Таким образом, во время возмущенных геомагнитных периодов, когда в ППС хвоста четко наблюдается магнитная сепаратриса, разделяющая еще открытые и уже пересоединенные силовые линии магнитного поля, эффективный нагрев и ускорение электронов происходит уже вблизи области магнитного пересоединения. Одновременные наблюдения вблизи магнитной сепаратрисы ускоренных электронов и энергичных ионов с широкими по скоростям распределениями дифференциального потока, указывают на общий источник их ускорения, расположенный вблизи области магнитного пересоединения.

На рис. 33 представлено статистическое распределение величин максимальных энергий ускоренных ионов, наблюдаемых спутником Geotail в ППС хвоста, в направлении утро–вечер. Здесь, также как при построении аналогичного распределения для спокойных геомагнитных интервалов, использовалась модифицированная система координат GSM, плоскость ( $X'Y'$ ) которой, была повернута на угол абберации  $\alpha = \arctg(V_Y/V_X)$ , где  $V_X$  и  $V_Y$  — компоненты скорости солнечного ветра в системе координат GSM.

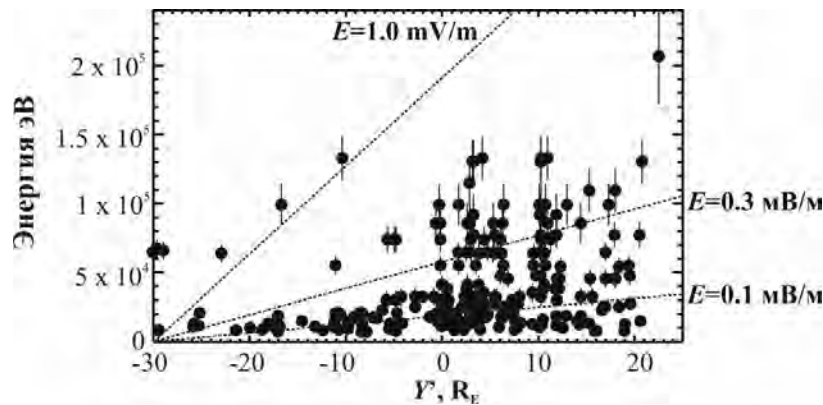


Рис. 33. Распределение максимальных энергий ускоренных ионов, наблюдаемых спутником Geotail в ППС геомагнитного хвоста, в направлении утро–вечер. Пунктирными линиями показаны оценки максимальной величины энергии, которую могут приобрести ионы при их неадиабатическом ускорении в ТС квазистационарным электрическим полем утро–вечер, напряженностью  $E = 0.1, 0.3$  и  $1.0$  мВ/м. Вертикальными черточками показаны ошибки определения энергий из-за конечной ширины энергетических каналов

Верхний энергетический порог  $W_{\max}$  неадиабатического ускорения ионов квазистационарным потенциальным электрическим полем утро–вечер был оценен по формуле (7) для значений напряженностей  $E = 0.1, 0.3$  и  $1.0$  мВ/м. Как видно из рисунка, во многих случаях даже электрическое поле с напряженностью  $0.3$  мВ/м оказывается недостаточным, чтобы обеспечить ускорение ионов до наблюдаемых энергий. Особенно это относится к случаям регистрации энергичных ионов (с энергиями более  $50$  кэВ) на краю утреннего фланга хвоста. В полуденном и вечернем секторах хвоста также наблюдались ионные пучки, ускоренные до энергий, существенно превышающих максимальный предел, который может обеспечить механизм неадиабатического ускорения ионов квазистационарным электрическим полем утро–вечер, созданным за счет обтекания хвоста потоком солнечного ветра. Ускорение ионов до столь высоких энергий требует существования в ТС хвоста электрических полей с существенно бóльшей напряженностью ( $\geq 1$  мВ/м). Генерация таких полей возможна при нестационарных процессах магнитного пересоединения и/или в областях с сильной магнитной турбулентностью [Sato et al., 1982; Hoshino et al., 2000; Hoshino et al., 2001].

#### Положение источников неадиабатического ускорения ионов в ТС во время возмущенных геомагнитных периодов

Статистическое исследование положений источников ускорения ионов во время возмущенных геомагнитных периодов было выполнено также как и аналогичное исследование положений источников ускорения ионов во время спокойных или слабо-возмущенных геомагнитных интервалов. Для данного исследования использовались

274 пересечения ППС спутником Geotail (на радиальных расстояниях от Земли  $-(20-220)R_E$ ), в которых наблюдались ускоренные ионные структуры (около 90% которых принадлежали ко II типу). На рис. 34 представлено распределение вероятности наблюдения ускоренных ионов, движущихся вдоль высокоширотной границы ППС к Земле (от Земли) в зависимости от  $X$ -координаты спутника.

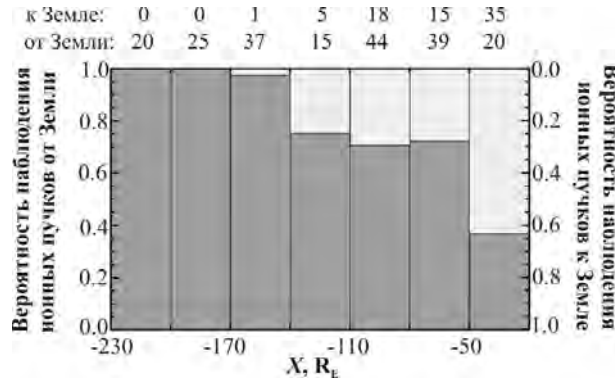


Рис. 34. Статистическое распределение вероятностей наблюдения спутником Geotail ускоренных ионных структур, движущихся к Земле (показано светло-серым цветом и соответствующие значения вероятности отложены на правой вертикальной шкале), либо от Земли (показано темно-серым цветом и соответствующие значения вероятности отложены на левой вертикальной шкале), вдоль высокоширотной границы ППС в зависимости от  $X$ -координаты спутника. В верхней части рисунка показано число событий (к Земле/от Земли) в данном интервале радиальных расстояний  $X$

Как видно из рисунка, в более 50% случаев ускоренные ионы, наблюдаемые спутником Geotail на радиальных расстояниях от Земли  $X = -(80-50)R_E$ , двигались вдоль высокоширотной границы ППС от Земли в хвост, т. е. источник их ускорения находился в ТС на расстояниях от Земли  $\geq -80R_E$ . Примерно в 35% случаев ускоренные ионы на высокоширотной границе ППС двигались в хвост, даже на расстояниях от Земли  $-50R_E < X < -20R_E$ . Это означает, что источник их ускорения (по всей вероятности ближняя  $X$ -линия) мог находиться в ТС на расстояниях от Земли менее  $50R_E$ . Согласно оценкам, выполненным в ряде работ [Baumjohann et al., 1999; Nagai et al., 2003; Eriksson et al., 2004; Borg, 2005], ближняя  $X$ -линия может находиться на радиальных расстояниях от Земли  $X > -30R_E$ , что вполне согласуется с представленными результатами [Grigorenko et al., 2009].

#### Продольные электрические токи в ППС во время возмущенных геомагнитных интервалов

Анизотропия электронных функций распределения по скоростям вдоль магнитного поля, наблюдаемая на высокоширотной границе ППС одновременно с ускоренными ионными структурами II типа, позволяет ожидать наличия в такие периоды продольных электрических токов. Для статистических исследований плотностей и направления этих токов использовались данные четырехспутниковых измерений магнитного поля спутниками Cluster. При этом определение плотности токов считалось надежным в те интервалы, когда все спутники квартета находились в ППС, и величина отношения  $(\nabla \cdot \mathbf{V})/(\nabla \times \mathbf{V})$  была меньше 0.2. Данным критериям удовлетворяли 165 интервалов пересечений ППС.

На рис. 35 показан типичный пример наблюдения спутниками Cluster в ППС хвоста структуры ускоренных ионов II типа (14.09.2002 между 07:22–07:36 UT).

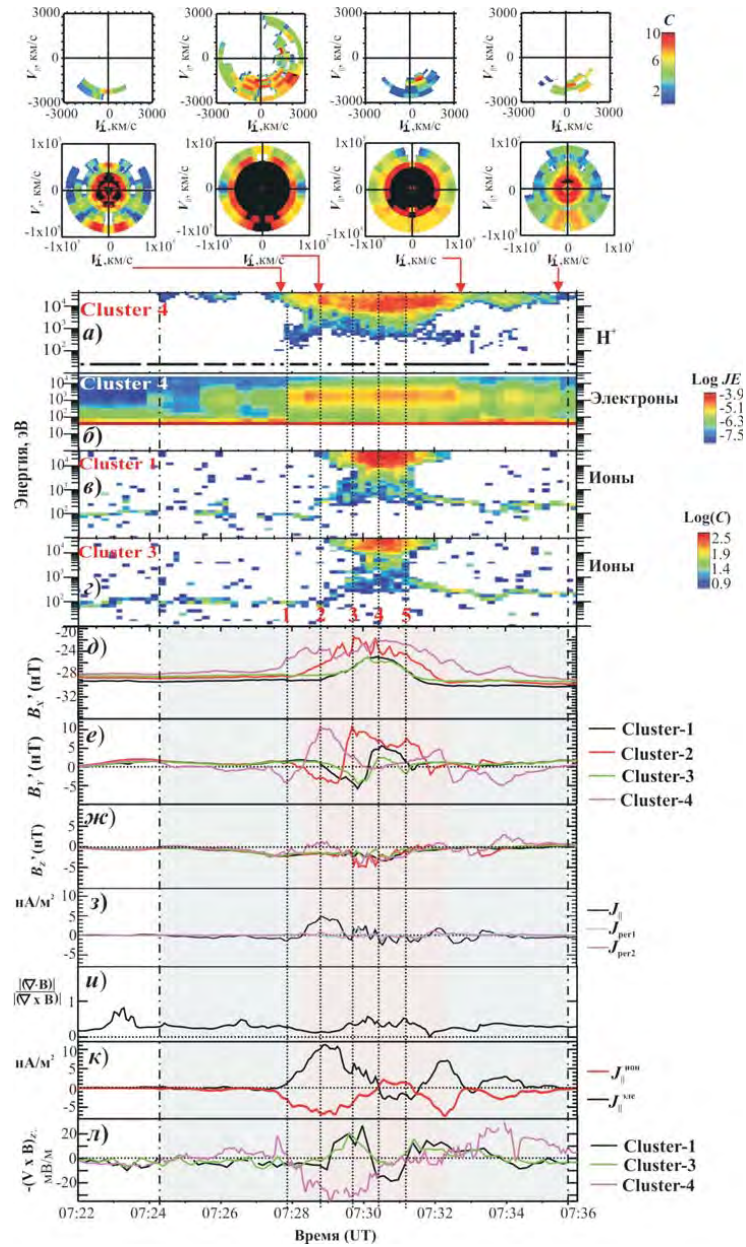


Рис. 35. *Сверху вниз*: 2D распределения дифференциального потока ионов и питч-угловые распределения электронов, построенные в плоскости  $(V_{\perp}, V_{\parallel})$  и измеренные в моменты времени, показанные стрелками;  $E-T$  спектрограммы протонов и электронов (данные Cluster-4);  $E-T$  спектрограммы ионов (данные Cluster-1, -3); три компоненты магнитного поля в новой системе координат  $X'Y'Z'$ , плотность продольного  $J_{\parallel}$  и поперечных  $J_{\perp 1}$  и  $J_{\perp 2}$  токов, временной ход отношения  $(\nabla \cdot \mathbf{B})/(\nabla \times \mathbf{B})$ ; плотности ионной,  $J_{\parallel}^{\text{ион}}$  и электронной  $J_{\parallel}^{\text{элект}}$  составляющих продольного тока и  $Z'$ -компонента электрического поля, вычисленная как  $-(\mathbf{V} \times \mathbf{B})_{Z'}$  по данным измерений скорости ионов  $\text{O}^+$  и магнитного поля тремя спутниками Cluster

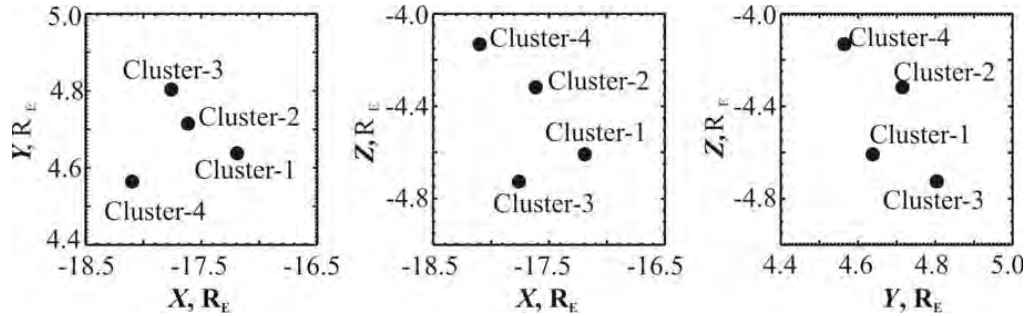


Рис. 36. Положение спутников Cluster в системе координат GSE 14.09.2002 г. в 07:22–07:36 UT

Квартет спутников Cluster находился в это время в хвосте на расстоянии от Земли  $\sim -17.5R_E$ , (рис. 36) и двигался в южной высокоширотной доле хвоста в направлении от нейтрального слоя (НС). Так как спутники Cluster находились уже вне ППС и удалялись от него в область более высоких широт, то их вход-выход в ППС, зарегистрированный в 7:22–7:36 UT, по-видимому, был связан с внезапным расширением и последующей релаксацией ПС. Данный интервал времени соответствует фазе восстановления между двумя суббурями ( $AL = -300$  нТл), одна из которых произошла в  $\sim 5:00$  UT, а другая — в  $\sim 9:00$  UT.

На рис. 35 представлены 2D распределения дифференциального потока протонов иpitch-угловые распределения электронов, измеренные на высокоширотной границе ППС и внутри ППС спектрометрами CODIF и PEACE спутника Cluster-4, и построенные в плоскости  $(V_{\perp}, V_{\parallel})$ , а также энерго-временные спектрограммы протонов и электронов со спутника Cluster-4 и ионные спектрограммы, измеренные спектрометрами HIA со спутников Cluster-1, -3.

Спутник Cluster-4 в силу своего положения, более близкого к экваториальной плоскости, практически полностью пересекал область ППС и, таким образом, наблюдал большую часть его плазменной структуры. Первое пересечение высокоширотной границы ППС состоялось в 07:24:10 UT, когда спутник Cluster-4 вошел в ППС и начал регистрировать энергичные ионы ( $> 20$  кэВ), движущиеся к Земле вдоль силовых линий магнитного поля с продольной скоростью  $V_{\parallel} \sim -2100$  км/с. В данном событии наблюдались все особенности ионных и электронных распределений, типичные для интервалов наблюдения в ППС ускоренных ионных структур II типа, а именно:

1) ширина распределений дифференциального потока ионов, измеренная на высокоширотной границе ППС и внутри ППС варьировала в пределах:  $\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel} = 0.35-0.6$ ;

2) в высокоширотной части ППС, одновременно с ускоренными ионами, наблюдались электроны с анизотропными вдоль магнитного поля функциями распределения по скоростям. Электронные распределения состояли из низкоэнергичного пучка, движущегося вдоль магнитного поля от Земли (т. е. к источнику ускорения, который в данном случае находился дальше от Земли, чем квартет Cluster), и горячих, сильно ускоренных электронов, имевших больший разброс по pitch-углам и движущихся к Земле (т. е. из источника ускорения) (рис. 35);

3) температура электронов в ППС была сопоставима с электронной температурой в ПС,  $> 1$  кэВ.

При пересечении высокоширотной границы ППС спутники Cluster, наряду с диамагнитным уменьшением модуля магнитного поля, наблюдали также вариации его  $Y$  (наиболее значительную) и  $Z$  компонент, что указывает на возможность наличия

в ППС продольных электрических токов. Если предположить, как это делалось в ранних работах, например, в работе [Ueno et al., 2002], что в ППС существует плоский слой (в плоскости  $XY$ ) с током, текущим вдоль магнитного поля (вдоль  $X$ ), и спутник пересекает его в направлении, строго перпендикулярном плоскости слоя (т. е. вдоль  $Z$ ), то вариацию с амплитудой, пропорциональной силе тока, должна испытывать именно  $Y$  компонента магнитного поля.

Однако если ток течет в трубке, а не в неограниченной (по  $Y$ ) плоскости и спутник пересекает ее косо, то должна также наблюдаться и вариация в  $Z$ -компоненте магнитного поля. В рассматриваемом случае имеют место обе вариации  $\delta B_Y$  и  $\delta B_Z$ , хотя амплитуда  $\delta B_Y$  больше. Как обсуждалось выше, для оценки пространственного размера плазменной структуры, необходимо перейти в новую систему координат  $X'Y'Z'$ , в которой спутник пересекал бы структуру вдоль нормали к ее поверхности (предполагая поверхность плоской, по крайней мере, в пределах области, занимаемой спутниковым квартетом Cluster). В данном случае в такой системе координат вариация  $\delta B_Z$ , должна быть минимизирована, т. е.  $\delta B_{Y'} \gg \delta B_{Z'}$ .

Новая система координат  $X'Y'Z'$  была задана следующим образом: ось  $X'$  была направлена вдоль направления невозмущенного магнитного поля высокоширотной доли хвоста (это направление было определено по магнитным измерениям, полученным со спутника Cluster-1 и усредненным за интервал 7:23–7:24 UT). Направление нормали  $\mathbf{N}$  к поверхности ППС определялось по задержкам в наблюдении диамагнитных уменьшений модуля магнитного поля на четырех спутниках. Скорость движения магнитных силовых трубок ППС вдоль  $\mathbf{N}$  составила  $\sim 60$  км/ч. Остальные направляющие вектора новой системы были определены как  $\mathbf{Y}' = \mathbf{N} \times \mathbf{X}'$  и  $\mathbf{Z}' = \mathbf{X}' \times \mathbf{Y}'$ . На рис. 35д–ж показаны временные профили трех компонент магнитного поля в новой системе координат, при этом амплитуда вариаций  $Y'$  компоненты на всех спутниках существенно превышает амплитуду вариации  $B_{Z'}$ .

На рис. 35з показаны три компоненты плотности электрического тока: параллельная и перпендикулярные магнитному полю ( $J_{\parallel}, J_{\text{per}1}, J_{\text{per}2}$ ). Плотность тока была вычислена как  $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}$ , используя измерения магнитного поля  $\mathbf{B}$  в четырех точках пространства спутниками Cluster (по методу курлометра [Paschmann, Daly, 1998]). Временной профиль отношения  $(\nabla \cdot \mathbf{B})/(\nabla \times \mathbf{B})$  показан на рис. 35и. В течение анализируемого интервала времени 7:24–7:35:50 UT, выделенного на рис. 35 штрих-пунктиром, эта величина была существенно меньше 1.0.

Примерно с 7:24:10 UT и до примерно 7:28:20 UT спутник Cluster-4 находился в высокоширотной части ППС (на рис. 35 этот интервал выделен бледно-голубым), в то время как остальные спутники Cluster находились на более высоких широтах вне ППС. В течение этого интервала времени наблюдался небольшой продольный ток с плотностью  $\leq 2$  нА/м<sup>2</sup>, текущий в высокоширотной части ППС против направления магнитного поля (т. е. к Земле), при этом в  $Y'$ -компоненте магнитного поля, измеренной на спутнике Cluster-4, наблюдалась отрицательная вариация. Этот ток переносился, в основном, движущимися к Земле высокоскоростными ионами и движущимися от Земли электронами (см. рис. 35к, где красной линией показан вклад в продольный ток от высокоскоростных ионов  $J_{\parallel}^{\text{ион}}$ , а черной линией — вклад от электронов, оцененный как  $J_{\parallel}^{\text{эле}} = \nabla \times \mathbf{B} - J_{\parallel}^{\text{ион}}$ ). В высокоширотной части ППС также наблюдалась положительная величина  $Z'$ -компоненты электрического поля  $E_{Z'}$  (особенно хорошо это видно в 7:26–7:28 UT), т. е. электрическое поле было направлено к экватору (рис. 35л). Электрическое поле  $E_{Z'}$  вычислялось как  $-(\mathbf{V} \times \mathbf{B})_{Z'}$ , где  $\mathbf{V}$  — скорость ионов ионосферного кислорода, надежно измеряемая в данный интервал времени спектрометрами CODIF на трех спутниках Cluster.



К 7:28:30 UT спутник Cluster-4 достиг низкоширотной части ППС, о чем свидетельствуют наблюдения более изотропных по скоростям распределений дифференциального потока ионов. В распределении электронов по скоростям, на фоне горячего изотропного ядра все еще можно идентифицировать два энергичных пучка, движущихся со скоростями  $\sim 80\,000$  км/с вдоль магнитного поля к Земле (более интенсивный) и от Земли (после отражения в сильном магнитном поле вблизи Земли). При этом  $Y'$ -компонента магнитного поля изменила знак и оставалась положительной вплоть до 07:32:30 UT (на рис. 35 этот интервал показан светло-розовым цветом). Положительная вариация  $\delta B_{Y'}$ , наблюдаемая спутником Cluster-4, сопровождалась сменой знака продольного тока: он теперь стал направлен от Земли и его плотность возросла до  $\sim 5$  нА/м<sup>2</sup>. Этот направленный от Земли продольный ток могли переносить только энергичные электроны, движущиеся к Земле из источника ускорения. Также изменила знак и  $Z'$ -компонента электрического поля, которое в низкоширотной части ППС направлено от экватора в сторону высоких широт.

Остальные спутники последовательно, друг за другом (согласно широте их положения) пересекли высокоширотную границу ППС и наблюдали все перечисленные выше вариации магнитного и электрического поля, а также особенности ионных и электронных распределений. Амплитуда вариаций магнитного поля, регистрируемых спутником Cluster-2 примерно такая же, как и амплитуда вариаций, ранее наблюдаемых спутником Cluster-4. Однако амплитуды вариаций электрического и магнитного поля, регистрируемые спутниками Cluster-1 и -3, были заметно меньше. Скорее всего, это связано с пространственным эффектом, так как спутники Cluster-1 и -3 так и не проникли в низкоширотную часть ППС из-за начала обратного движения магнитных силовых трубок ППС и ПС. В результате, спутники Cluster в обратной последовательности начали выходить из ППС в высокоширотную область хвоста. При повторном пересечении высокоширотной части ППС, вновь наблюдались отрицательная вариация  $B_{Y'}$  и положительная вариация  $E_{Z'}$ , а также направленный к Земле продольный ток (интервал повторного пересечения спутником Cluster-4 высокоширотной части ППС 7:32:20–7:35:50 UT показан на рис. 35 светло-голубым цветом).

Практически точное повторение в наблюдениях остальными спутниками Cluster всех особенностей ионных и электронных распределений, а также вариаций  $B_{Y'}$  и  $E_{Z'}$ , зарегистрированных ранее спутником Cluster-4, указывает, что квартет Cluster пересекал пространственную структуру токов и полей, а влияние временных эффектов в данных наблюдениях было незначительным. Это позволяет, предполагая скорость расширения и релаксации ПС постоянной,  $V_N \sim 60$  км/с, оценить пространственные размеры (вдоль направления движения ПС) токовой структуры.

На рис. 37 показаны последовательные положения токовой структуры относительно спутников Cluster в плоскости  $Y'Z'$  в моменты времени 1–5, обозначенные на рис. 35 вертикальными пунктирными линиями (пересечение спутником границ тока текущего вдоль магнитного поля к Земле/от Земли проявляется в наблюдении локального минимума/максимума  $B_{Y'}$ ; направление  $B_{Y'}$  показано стрелками). На рис. 37 высокоширотная часть ППС с продольным током, направленным к Земле, и низкоширотная часть, с током, текущим от Земли, показаны, светло-голубым и светло-розовым цветами соответственно. Направление движения ПС, как целого, со скоростью  $V_N$  показано стрелками с правой стороны от каждой панели. В течение интервала 1–3 ПС расширяется, и спутники Cluster последовательно входят в ППС.

Высокоширотную часть ППС, содержащую продольный ток, направленный к Земле, пересекают все четыре спутника, поэтому размер этой структуры в направлении  $Z'$  определен наиболее достоверно:  $\sim 0.25R_E$  или  $\sim 1600$  км (см. рис. 37, 1–3). Этот



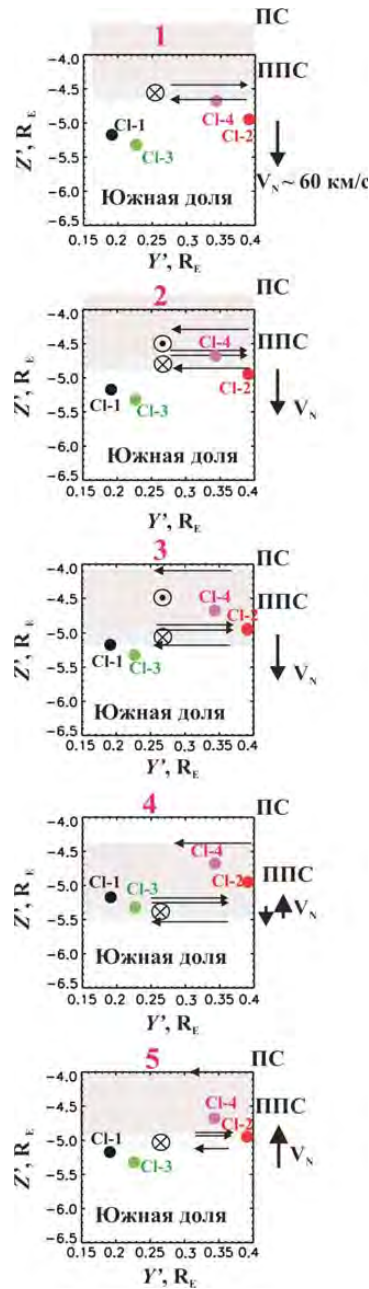


Рис. 37. Взаимное расположение в плоскости  $(Y'Z')$  спутников Cluster и структуры продольных токов, состоящей из тока, направленного к Земле (обозначен светло-голубым цветом) и тока, текущего от Земли (показан светло-розовым цветом) в моменты времени 1–5, обозначенные на рис. 35 вертикальными пунктирными линиями. На границах продольных токов черными стрелками показаны направления  $Y'$ -компоненты магнитного поля, а размер стрелки пропорционален величине  $B_{Y'}$ . Направление движения вдоль оси  $Z'$  магнитных трубок с током показано вертикальными стрелками с правой стороны рисунка

размер сравним с инерционной длиной ионов  $c/\omega_{pi}$  (где  $\omega_{pi}$  — плазменная ионная частота,  $c$  — скорость света).

В момент времени 4 расширение ПС прекращается, после чего начинается обратное движение ПС. К этому моменту спутник Cluster-4 глубже других спутников проникает в ППС, однако так и не пересекает низкоширотную границу продольного тока, направленного от Земли (возможно, эту границу можно отождествить с границей между ППС и ПС). В момент времени 4  $B_{Y'} = 0$ , согласно данным, полученным со спутника Cluster-4 (см. рис. 35). Если предположить линейный градиент магнитного поля  $dB_{Y'}/dZ'$  и, таким образом, считать, что в этот момент спутник Cluster-4 находился точно посередине низкоширотного продольного тока, направленного от Земли, тогда размер этого тока вдоль  $Z'$  составляет  $\sim 1R_E$  [Григоренко и др., 2010]. Важно отметить также, что размер токовой структуры вдоль  $Y'$ , по-видимому, значительно превышал характерный масштаб квартета Cluster, и спутники находились довольно далеко от боковых границ токовой структуры, так как во временных профилях  $B_{Z'}$  не наблюдалось заметных вариаций.

Подводя итог анализу данного интервала, можно сказать, что спутники Cluster, пересекая ППС, наблюдали признаки скорее квазистационарного, чем импульсного, магнитного пересоединения, включающие наблюдение, в течение, по крайней мере,  $\sim 8$  мин., пучков высокоэнергичных ионов и электронов, движущихся к Земле вдоль высокоширотной границы ППС, системы продольных токов, состоящих из тока, направленного к Земле и тока направленного от Земли, и электрических полей с напряженностью  $|E_{Z'}| \geq 20$  мВ/м, направленного к экватору в высокоширотной части ППС и от экватора — внутри ППС. Данная ситуация отлична от случаев наблюдения импульсного пересоединения с характерными длительностями  $\sim 1-3$  мин. во время суббурь [Sergeev et al., 2000; Sergeev et al., 2007].

#### Плотности и направления продольных электрических токов в ППС

Аналогично событию, рассмотренному выше, во всех 165 интервалах пересечений ППС спутниками Cluster, для которых была возможна достоверная оценка плотности электрического тока, наблюдалась система продольных токов, состоящая из тока, текущего к Земле вдоль высокоширотной границы ППС, и тока, текущего от Земли, внутри ППС. На рис. 38 представлено распределение продольных токов в ППС

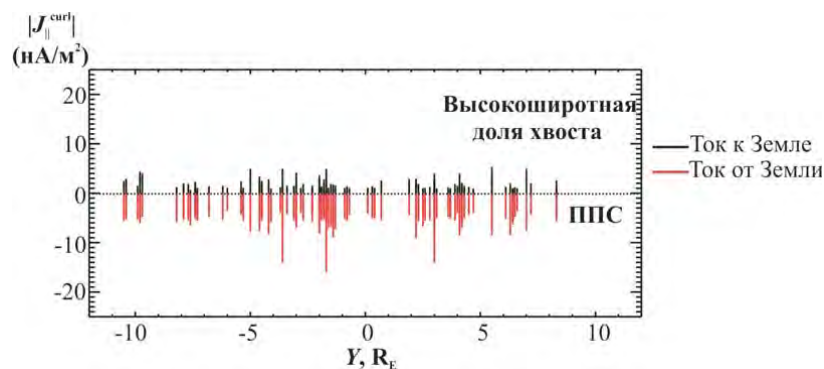


Рис. 38. Распределение продольных токов в ППС в зависимости от координаты  $Y$  квартета Cluster. Продольные токи изображены вертикальными черточками, длина которых пропорциональна величине плотности тока, а цвет показывает его направление (черный цвет соответствует токам, текущим к Земле, а красный цвет — от Земли). Высокоширотная граница ППС изображена горизонтальной пунктирной линией, проходящей через нулевой уровень  $|J_{\parallel}^{\text{cur}}|$

в зависимости от координаты  $Y$  квартета Cluster (здесь под координатой  $Y$  подразумевается координата центра тетраэдра из четырех спутников). Продольные токи изображены вертикальными черточками, длина которых пропорциональна величине плотности тока, а цвет показывает направление тока (черный цвет соответствует токам, текущим к Земле, а красный цвет — от Земли). Высокоширотная граница ППС изображена горизонтальной пунктирной линией, проходящей через нулевой уровень  $|J_{\parallel}^{\text{curl}}|$ .

К сожалению, подавляющее большинство измерений относится, практически, к полуночному сектору, и судить о направлениях продольных токов на флангах хвоста нельзя. В пределах доступного измерения диапазона  $Y$ -координат, никакой асимметрии в направлениях высокоширотных и низкоширотных продольных токов не наблюдалось: ток, текущий вдоль высокоширотной границы ППС, а также вблизи нее, со стороны высоких широт, был всегда направлен к Земле, а ток, текущий на более низких широтах (т. е. уже внутри ППС), был всегда направлен от Земли. Величина плотности высокоширотного продольного тока была всегда меньше величины плотности соответствующего низкоширотного тока и, от случая к случаю, варьировала в пределах  $1\text{--}5 \text{ нА/м}^2$ . Величина плотности низкоширотных, текущих от Земли продольных токов, изменялась в пределах от 3 до  $16 \text{ нА/м}^2$ . Это связано с тем, что высокоширотные продольные токи, наблюдаемые, как правило, несколько выше по широте, чем потоки ускоренных ионов и электронов, переносятся, в основном, движущимися в хвост низкоэнергичными электронами.

На рис. 39 показано сравнение величин плотностей продольных электрических токов, текущих от Земли внутри ППС с величинами плотностей продольных токов, создаваемых в это же время движущимися к Земле ускоренными ионными структурами II типа. Как видно из рисунка, проекция полного тока на направление магнитного поля,  $J_{\parallel}^{\text{curl}}$ , всегда имела знак, противоположный знаку проекции ионного тока  $J_{\parallel}^{\text{ион}}$ . Это означает, что направленный от Земли продольный ток переносился ускоренными, движущимися к Земле электронами. Здесь необходимо пояснить, что ускоренные ионы во всех анализируемых случаях двигались к Земле и создавали продольный ток, также направленный к Земле, поэтому если измерения производились в южной полусфере хвоста, где магнитное поле направлено от Земли, знак  $J_{\parallel}^{\text{ион}}$  был отрицательным.

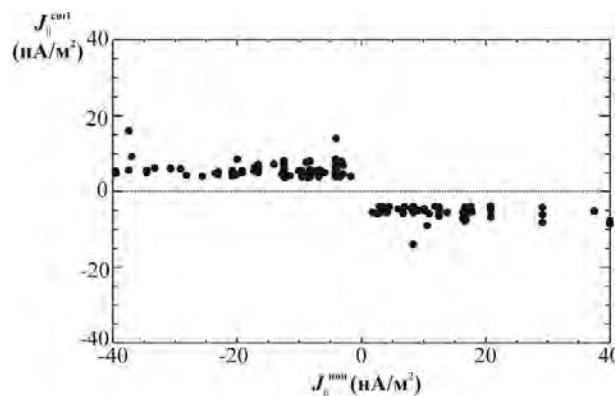


Рис. 39. Сравнение величин плотностей, текущих от Земли в ППС хвоста, полных продольных токов, вычисленных по методу курлометра, и величин плотностей продольных токов, создаваемых в ППС ускоренными ионами, движущимися вдоль силовых линий магнитного поля,  $J_{\parallel}^{\text{ион}}$

Примерно в 70% случаев абсолютная величина плотности полного продольного тока была меньше абсолютной величины плотности продольного тока, создаваемого ускоренными ионами. Таким образом, несмотря на то, что во время возмущенных геомагнитных периодов плотности продольных токов, наблюдаемые в ППС хвоста, были существенно больше, чем в спокойные интервалы, частичная компенсация токов, создаваемых движущимися к Земле ускоренными ионами, токами, переносимыми ускоренными электронами, также движущимися к Земле, все-таки имела место. Таким образом, во многих случаях ускоренные ионные структуры II типа также можно считать скорее частью потока ускоренной плазмы, чем ионными пучками.

#### Пространственные размеры и длительности наблюдения продольных электрических токов в ППС

Выше была продемонстрирована методика оценки пространственного размера высокоширотного продольного тока по данным четырехспутниковых наблюдений Cluster. Для более-менее надежного определения пространственных размеров токовой структуры необходимо, чтобы 1) ее полностью пересекали все четыре спутника; 2) вариации магнитного поля имели резкие фронты, так чтобы можно было определить направление и скорость пересечения квартетом токовой структуры. Для этого необходимо, чтобы спутники пересекали ППС, двигаясь со стороны высокоширотной доли хвоста, а не со стороны ПС. Также желательно (особенно для оценки времени жизни токовой структуры), чтобы имели место хотя бы два ее пересечения спутниками Cluster (во время входа и выхода из структуры).

В нашей базе данных было найдено 11 событий, подобных рассмотренному в предыдущем параграфе, для которых была возможна оценка пространственного размера  $\Delta Z'$  (вдоль нормали к поверхности ППС) высокоширотного, текущего к Земле продольного тока. На рис. 40 представлены пространственные размеры  $\Delta Z'$  высокоширотных продольных токов, оцененных для 11 пересечений ППС спутниками Cluster, и соответствующие величины инерционной длины ионов,  $c/\omega_{pi}$ , определенные для каждого пересечения высокоширотной границы ППС. Из рисунка видно, что во всех случаях, пространственный размер продольного электрического тока, наблюдаемого на высокоширотной границе ППС, был сравним по величине с локальной инерционной ионной длиной. Это согласуется со сценарием пространственного раз-

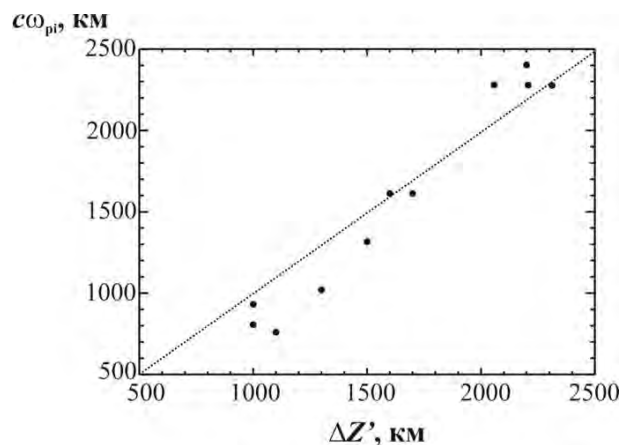


Рис. 40. Пространственные размеры  $\Delta Z'$  продольных электрических токов, текущих к Земле вдоль высокоширотной границы ППС, измеренные в 11 пересечениях ППС спутниками Cluster, и соответствующие величины локальной ионной инерционной длины  $c/\omega_{pi}$

деления зарядов и формированием холловской системы токов в области магнитного пересоединения, обсуждаемого в работе [Fujimoto et al., 2001].

Важно отметить, что во всех случаях наиболее точно была определена толщина высокоширотного, направленного к Земле продольного тока. Толщина продольного тока, текущего от Земли и наблюдающегося в ППС на более низких широтах, как правило, оценивалась исходя из измерений  $dB_{Y'}/dZ'$  при его частичном пересечении спутниками Cluster, предполагая линейную зависимость  $B_Y(Z)$ . В принципе, метод курлометра, широко используемый в настоящее время для определения плотности тока, также основан на предположении линейности градиентов магнитного поля, равно как и методы определения плотности тока по односпутниковым измерениям, используемые в более ранних работах.

Еще одно, серьезное, допущение — это предположение постоянства скорости движения магнитных силовых трубок ППС  $V_N$ . Очевидно, что эта скорость не является постоянной и при смене направления движения происходит уменьшение ее величины вплоть до нуля. В этой связи важно отметить, что, определив скорость  $V_N$  в момент первого пересечения высокоширотной границы ППС квартетом Cluster и предполагая ее постоянной вплоть до начала обратного движения силовых трубок ППС, можно переоценить (а не недооценить) толщины токовой структуры. То есть продольные токи, особенно ток, текущий внутри ППС, могут в действительности иметь даже меньшую толщину. Судя по всему, система из противоположно направленных токов заключена в пределах области ППС, толщина которой, как показали наши оценки,  $\leq 1R_E$ .

Длительности наблюдения Холловской системы токов были в большинстве случаев сравнимы с длительностью наблюдения ускоренных ионных структур II типа и составляли 1–4 мин. Таким образом, результаты измерений продольных токов в анализируемых пересечениях ППС подтверждают, что энергичные ионные пучки с широкими по параллельным скоростям распределениями дифференциального потока ускорялись вблизи магнитных X-линий, которые в большинстве случаев были расположены на расстояниях менее  $80R_E$  от Земли.

#### **Особенности неадиабатического ускорения ионов в ТС хвоста во время возмущенных геомагнитных периодов**

В табл. 3 суммированы основные особенности ионных и электронных распределений, наблюдаемых в ППС хвоста во время возмущенных геомагнитных периодов.

Эти особенности, по сути, являются характеристиками структур ускоренных ионов II типа, подавляющее большинство которых наблюдалось во время возмущенных геомагнитных интервалов. Одной из главных характерных особенностей, присущей всем без исключения структурам ускоренных ионов II типа, является анизотропия вдоль магнитного поля электронных функций распределения по скоростям, регистрируемых на высокоширотной границе ППС одновременно с ускоренными ионами. Наблюдение таких распределений свидетельствует о том, что высокоширотная граница, пересекаемая спутником, содержит магнитную сепаратрису, разделяющую еще открытые силовые линии высокоширотной доли хвоста и уже замкнутые (пересоединенные) силовые линии ППС, вдоль которых распространяются ускоренные заряженные частицы.

Независимо от относительного положения спутника и источника ускорения заряженных частиц, анизотропные электронные распределения были образованы потоком низкоэнергичных электронов, движущимся вдоль силовых линий магнитного поля в направлении к источнику ускорения, и более энергичными, ускоренными электронами, движущимися вдоль магнитного поля из источника. Как обсуждалось в работах [Fujimoto et al., 2001; Nagai et al., 2001; Nakamura et al., 2004a], дан-

Таблица 3

Особенности ионных и электронных характеристик, наблюдаемых в ППС хвоста во время возмущенных геомагнитных периодов [Grigorenko et al., 2009]

Плазменные характеристики	Особенности плазменных характеристик, наблюдаемых в ППС
Распределение дифференциального потока ионов	Коллимированное по питч-углам и широкое по параллельным скоростям: $(\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel} \geq 0.3)$
Питч-угловое распределение электронов в ППС и вблизи его высокоширотной границы	Анизотропное вдоль магнитного поля. Параметр асимметрии (skewness) $S > 0.4$
Температура электронов	В большинстве случаев $> 1$ кэВ, т. е. сравнима с температурой электронов в ПС
Типичные энергии ускоренных ионов	$\geq 20$ кэВ
Средняя минимальная длительность наблюдения ускоренных ионов	$\sim 2$ мин.
Направление движения ускоренных ионов вдоль высокоширотной границы ППС в зависимости от $X$ -координаты спутника	В более 50% случаев движутся от Земли на радиальных расстояниях $X = -(80-50)R_E$

ная анизотропия электронных распределений может быть обусловлена формированием вблизи области магнитного пересоединения Холловской системы продольных электрических токов. Одновременное наблюдение на высокоширотной границе ППС ускоренных ионных структур II типа и анизотропных электронных распределений указывает на то, что ускорение ионных структур данного типа происходит вблизи области магнитного пересоединения.

Естественно предположить, что вблизи магнитной  $X$ -линии градиент магнитного поля  $d \ln B_Z(X)/dX$  может быть достаточно большим, чтобы характерный масштаб неоднородности  $B_Z(X)$  стал сравнимым по величине или даже меньше ларморовского радиуса ускоряемых ионов. В этом, случае резонансные источники ускорения, которые первоначально были разнесены в пространстве, начинают сливаться, формируя один, «объединенный» источник ускорения. Из-за наличия градиента магнитного поля в области такого «объединенного» источника, холодные ионы, поступающие в ТС из мантии и/или из ионосферы и попадающие в различные точки источника, будут «размагничиваться» и проходить в ТС различные расстояния вдоль направления электрического поля утро–вечер (вдоль  $Y$ ). В этом случае, согласно (2), в различных точках источника ионы будут ускоряться до разных энергий, причем чем сильнее градиент магнитного поля, тем больше будет разброс энергий ускоряемых ионов. В результате в ППС хвоста будет наблюдаться поток ускоренных ионов с широким по параллельным скоростям распределением дифференциального потока. Таким образом, предполагая наличие одного только пространственного градиента магнитного поля в ТС вблизи  $X$ -линии можно, даже для случая неадиабатического ускорения ионов квазистационарным электрическим полем утро–вечер, качественно объяснить механизм формирования широких по параллельным скоростям распределений. Схематически сценарий такого ускорения показан на рис. 41.

Однако наблюдаемые в ППС величины энергий структур ускоренных ионов II типа, а также их энергетическое распределение в направлении утро–вечер, невозможно объяснить неадиабатическим ускорением одним лишь квазистационарным электрическим полем утро–вечер, возникающим за счет обтекания магнитосферы потоком солнечного ветра. Для объяснения появления в ППС ускоренных ионов

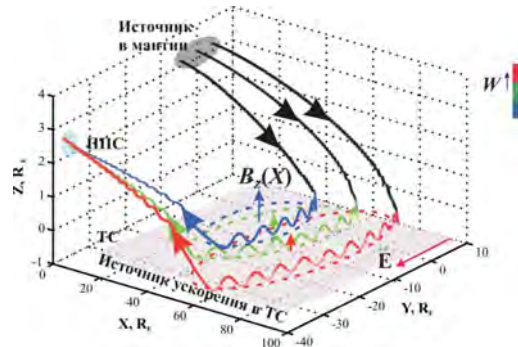


Рис. 41. Схематическое изображение неадиабатического ускорения ионов при наличии в области ускорения значительного градиента магнитного поля в области источника ускорения  $\rho_L(d \ln B_Z(X)/dX)|_{X=X_N} \gg 1.0$  ( $\rho_L$  — ларморовский радиус ускоряемых в источнике ионов). При этом первоначально изолированные резонансные источники начинают перекрываться, и образуется один «объединенный» источник ускорения, в котором ионы ускоряются до различных энергий  $W$

с энергиями 100 кэВ и более, а также наблюдения энергичных ионов на утреннем фланге хвоста (см. рис. 33), необходимо наличие сильного дополнительного ускорения индукционными электрическими полями. Подобный вывод был сделан и в работах [Тактакишвили и др., 1998; Lutsenko et al., 2008], авторы которых проанализировали спектры энергичных ионов и электронов, наблюдаемые спутником Интербол-1 в ПС и в окрестности НС геомагнитного хвоста.

В работе [Hoshino et al., 1998] сообщалось о генерации в области магнитного пересоединения электрических полей утро–вечер с напряженностью до нескольких мВ/м, что вполне достаточно для ускорения ионов до энергий, наблюдаемых в структурах II типа. Магнитная турбулентность, развивающаяся в области пересоединения, также может быть источником сильных индукционных электрических полей. Ее роль в ускорении ионных пучков, наблюдаемых в ППС, обсуждалась в работах [Zelenyi et al., 1998; Milovanov, Zelenyi, 2001]. Электростатические колебания большой амплитуды, которые также могут возникать в окрестности магнитного пересоединения, тоже вносят вклад в ускорение неадиабатических частиц [Hoshino et al., 2001].

Важно отметить, что не всегда индукционные электрические поля играют существенную роль в ускорении ионных структур II типа. Как видно из распределения, представленного на рис. 33, во многих случаях квазистационарный механизм ускорения является достаточным для объяснения наблюдаемых энергий. Таким образом, наша база данных наблюдений структур ускоренных ионов II типа включает в себя как структуры, ускоренные в области квазистационарного магнитного пересоединения (именно такие структуры имеют большую длительность наблюдения и сравнительно невысокие энергии), так и структуры, ускоренные в процессе нестационарного, возможно импульсного пересоединения, и/или в областях с развитой магнитной турбулентностью.

В некоторых случаях в ППС хвоста наблюдаются, так называемые «переходные» случаи, когда в ТС одновременно реализовывались ускорительные процессы, происходящие на разных временных масштабах. Так, на рис. 42 показаны энергетические спектры высокоэнергичных ( $\geq 20$  кэВ) протонов, движущихся к Земле в ППС хвоста, измеренные 20.11.1998 г. спектрометром энергичных ионов ДОК на спутнике Интербол-1. Спутник имел координаты в системе GSM  $(-27, -3, -3.5) R_E$ . Спектры неплохо аппроксимируются степенными функциями, однако показатели степени



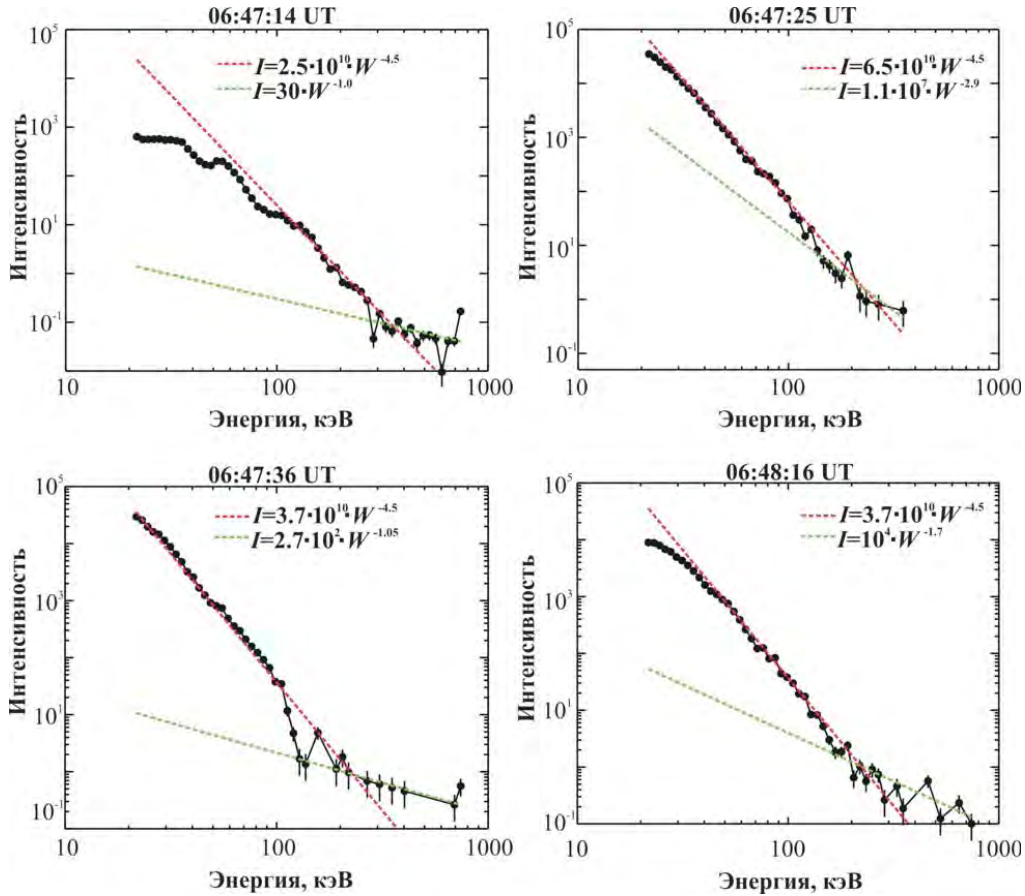


Рис. 42. Спектры энергичных протонов ( $W \geq 20$  кэВ), движущихся к Земле в ППС хвоста, измеренные спектрометром ДОК спутника Интербол-1 20.11.1998 г. в 06:47:14–06:48:16 UT. Красной и зеленой штриховыми линиями показаны аппроксимации низкоэнергичной и высокоэнергичной части спектра соответственно степенными законами, приведенными на каждой панели

отличаются для диапазонов энергий до  $\sim 120$  кэВ и более  $\sim 120$  кэВ. В течение  $\sim 1$  мин. спектр ионов с энергиями  $W \leq 120$  кэВ довольно хорошо описывается зависимостью  $I \sim I_0 W^{-4.5}$  (где  $I$  — интенсивность потока протонов). При этом на протяжении всего интервала измерений (06:47:14–06:48:16 UT) изменяется только величина  $I_0$ , определяемая количеством ускоряемых частиц. Величина показателя спектра, характеризующая энергетику ускорительного процесса, остается неизменной. Степенные энергетические спектры с подобными показателями наблюдались и в ПС [Такакишвили и др., 1998].

Высокоэнергичная часть спектра ( $W > 120$  кэВ), также описывалась степенным законом, однако с другим показателем спектра, который, кроме того, периодически менялся во времени в пределах от  $-2.9$  до  $-1.0$ . Также периодически изменялась и интенсивность потока высокоэнергичных протонов. По-видимому, ускорение высокоэнергичной части спектра осуществлялось за счет быстро меняющихся индукционных электрических полей.

Ускорение менее энергичной части спектра (до  $\sim 120$  кэВ) также не могло быть обусловлено квазистационарным электрическим полем утро–вечер, возникающим за счет обтекания магнитосферы потоком солнечного ветра. Так как спутник имел  $Y$ -координату  $-3R_E$ , то максимально возможные энергии, которые могли бы получить ионы за счет такого ускорения, согласно оценке (7), при  $E_Y = 0.3$  мВ/м должны составлять  $\sim 50$  кэВ. Таким образом, ускорение ионов до энергий 50–120 кэВ должно обуславливаться более сильными, чем квазистационарное поле утро–вечер, электрическими полями, которые однако медленнее изменялись во времени.

Перечисленные в табл. 3 характерные особенности ускоренных ионных структур II типа согласуются с более ранними наблюдениями инъекций энергичных ионов, зарегистрированных в хвосте при транзиентных расширениях ПС во время суббурь [Sergeev et al., 1992], а также в высокоширотной части авроральной области [Sauvaud et al., 1999; Sergeev et al., 2000; Sergeev et al., 2007]. В качестве источника данных инъекций авторы рассматривали процесс импульсного магнитного пересоединения, происходящий на радиальных расстояниях от Земли  $-(7-40R_E)$ . Согласно статистическим исследованиям направлений движения ускоренных ионных структур II типа вдоль высокоширотной границы ППС, в зависимости от радиального расстояния от Земли, почти в 40% случаев, источники ускорения этих структур были расположены в ТС ближнего хвоста, на расстояниях от Земли  $X \geq -50 R_E$ , т. е. в окрестности ближней  $X$ -линии [Grigorenko et al., 2009].

Электроны, наблюдаемые в ППС во время распространения в нем ускоренных ионных структур II типа, имели температуру сравнимую по величине с электронной температурой в ПС ( $\geq 1$  кэВ). Наряду с горячими электронами, в высокоширотном ППС также наблюдался поток сильно ускоренных электронов, движущихся вдоль силовых линий магнитного поля из источника ускорения. Данные особенности сильно отличают электронные распределения, наблюдаемые в ППС во время распространения в нем структур ускоренных ионов I и II типов, и указывают на различные механизмы ускорения электронов в хвосте в такие периоды. Если электроны, наблюдаемые в ППС одновременно с ускоренными ионными структурами I типа, практически не ускорялись в дальнем хвосте (где происходило ускорение ионов), то в интервалы наблюдения в ППС ускоренных ионных структур II типа, сильное ускорение электронов, также как и ускорение ионов, происходило в окрестности области магнитного пересоединения. Одним из возможных механизмов ускорения электронов в таких случаях является серфотронное ускорение нестационарным электрическим полем  $E_Z$ , которое возникает в области магнитного пересоединения и направлено в сторону экваториальной плоскости. В работе [Hoshino, 2005] было показано, что совместное действие серфотронного и бетатронного механизмов ускорения в области магнитного пересоединения обуславливает сильное ускорение электронов до энергий порядка нескольких сотен кэВ.

На рис. 43 в иллюстративной форме суммированы основные черты процесса ускорения ионных структур II типа [Grigorenko et al., 2009]. Вблизи магнитной  $X$ -линии из-за сильного градиента магнитного поля формируется область ускорения, в которой ионы ускоряются до различных энергий, формируя в ППС потоки с широкими по параллельным скоростям распределениями дифференциального потока. В зависимости от относительного положения спутника и области магнитного пересоединения (с земной или с хвостовой стороны от  $X$ -линии), на высокоширотной границе ППС наблюдаются потоки ускоренных ионов и электронов, движущиеся из области магнитного пересоединения, к Земле или в хвост.

Вблизи высокоширотной границы ППС, со стороны высоких широт наблюдается поток низкоэнергичных электронов, движущийся во встречном направлении, т. е. в область пересоединения. Встречные потоки электронов формируют на высокоши-

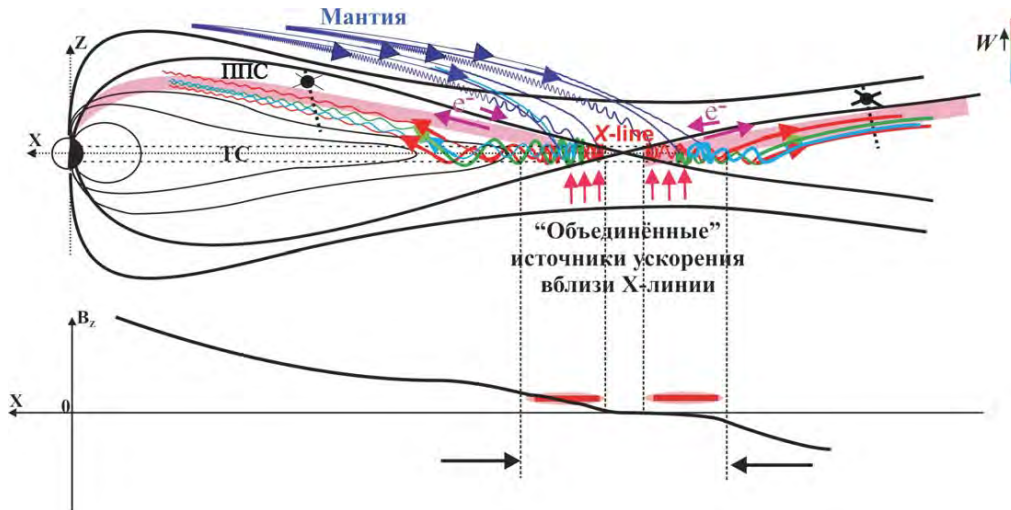


Рис. 43. Иллюстрация сценария ускорения ионных структур II типа. Ионы ускоряются вблизи магнитной X-линии, где в результате наличия сильного градиента магнитного поля  $B_z(X)$ , первоначально холодные, поступающие из мантии ионы (показаны темно-синими линиями) ускоряются до разных энергий  $W$  (схематически показаны разными цветами, согласно условной шкале в правой части рисунка) и формируют в ППС структуры, с широкими по параллельным скоростям распределениями дифференциального потока. Электроны также эффективно ускоряются и нагреваются в области магнитного пересоединения. В результате, поток ускоренных электронов движется из области пересоединения вдоль высокоширотной границы ППС вместе с ускоренными ионами. Низкоэнергичные электроны наблюдаются вблизи высокоширотной границы ППС со стороны высоких широт и движутся в область пересоединения. Встречные электронные потоки (показаны бордовыми стрелками, длина которых пропорциональна энергии электронов) формируют в высокоширотном ППС анизотропные вдоль магнитного поля функции распределения по скоростям (слой анизотропных электронов показан розовым цветом)

ротной границе ППС функции распределения по скоростям, сильно анизотропные вдоль магнитного поля, маркирующие магнитную сепаратрису, разделяющую еще открытые силовые линии магнитного поля и замкнутые, пересоединенные силовые линии. Таким образом, подводя итог наблюдениям, представленным в данной главе, можно сказать, что ускоренные ионные структуры II типа, в отличие от структур I типа, ускоряются в области пересоединения силовых линий магнитного поля в магнитной конфигурации хвоста с четко выраженной сепаратрисой.

## 6. Заключение

ППС геомагнитного хвоста представляет собой очень динамичную и пространственно неоднородную область, играющую чрезвычайно важную роль в переносе энергии и импульса плазмы из дальних областей хвоста к Земле. Резкое увеличение качества и количества спутниковых измерений в земной магнитосфере, достигнутое в ходе реализации космических экспериментов Интербол-1, -2, Geotail и многоспутникового проекта Cluster, позволило не только уточнить полученные ранее представления, но и качественно изменить наше понимание динамики и плазменной структуры ППС, сложившееся в эпоху односпутниковых наблюдений. Детальный анализ характеристик потоков ускоренных ионов, а также электронных функций

распределения, наблюдаемых спутниками Интербол, Geotail, и Cluster в ППС геомагнитного хвоста на различных радиальных расстояниях от Земли (от  $-15$  до  $-220R_E$ ) и при различных уровнях геомагнитной активности, позволил статистически установить существование в ТС двух режимов ускорения заряженных частиц, которые определяют особенности плазменной структуры ППС и характерные энергии частиц.

Установлено, что во время спокойных геомагнитных периодов ионы неадиабатически ускоряются в ТС хвоста квазистационарным электрическим полем утро–вечер, напряженностью  $0.1-0.2$  мВ/м в области уже замкнутых силовых линий магнитного поля. Неадиабатическое взаимодействие ионов с ТС, сопровождающееся инжекцией ускоренных частиц в ППС, носит резонансный характер и происходит в локализованных в пространстве областях — резонансах, размер которых сопоставим с размером ларморовского радиуса ионов. При этом в ТС хвоста могут одновременно функционировать несколько резонансных областей ускорения. В результате в ППС хвоста могут формироваться мультиплетные спектры ускоренных ионов, энергии которых хорошо описываются теоретически предсказанным универсальным (не зависящим от модели магнитного поля) скейлингом  $W_N \sim N^{4/3}$ , где  $N$  — порядковый номер соответствующей структуры.

Несмотря на «тонкость» кинетических эффектов взаимодействия частиц с ТС, приводящих к появлению резонансных областей ускорения, это явление носит достаточно устойчивый характер, и его продолжительность может достигать десятков минут. По-видимому, это связано с медленной изменчивостью состояния хвоста во время длительных спокойных периодов, когда малы изменения магнитного поля  $B(t)$  и соответствующие им напряженности индукционных электрических полей  $dB/dt$ . В таких случаях возможна квазистационарная генерация коллимированных по скоростям ( $\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel} \leq 0.15$ ) и локализованных в пространстве ионных потоков, энергии которых, не достигают высоких значений ( $\leq 30$  кэВ). Такие ионные структуры, как правило, и регистрируются в ППС хвоста во время спокойных или слабозмущенных геомагнитных периодов.

Наблюдения, выполненные спутником Geotail в ППС дальнего хвоста, показали, что резонансные области ускорения могут формироваться очень далеко от Земли, на расстояниях более  $110R_E$ . Тот факт, что электроны, наблюдаемые вместе с ускоренными ионами на высокоширотной границе ППС не только в ближних к Земле, но и в дальних областях хвоста, имеют практически изотропные по скоростям функции распределения, указывает, что процесс резонансного ускорения ионов не связан с процессом пересоединения магнитных силовых линий. Магнитная X-линия, которая должна существовать в дальнем хвосте, чтобы, по крайней мере, обеспечить соответствующую «вытянутость» магнитной топологии хвоста, не влияет на данный процесс ускорения и, следовательно, на характеристики распределений заряженных частиц, наблюдаемые в ППС.

Обобщая, перечисленные выше характеристики ускоренных ионов, наблюдаемых в ППС во время спокойных или слабозмущенных геомагнитных периодов, мы выделили их в особый класс, назвав ускоренными ионными структурами I типа. В принципе, по своим характеристикам этот класс структур представляет собой бимлеты, существование которых в ППС было предсказано кинетической теорией резонансного взаимодействия ионов с ТС и получено в численных экспериментах [Ashour-Abdalla et al., 1993]. Однако в полной мере экспериментальное подтверждение факта их существования было получено в течение последнего десятилетия [Zelenyi et al., 2006c; Grigorenko et al., 2007; Grigorenko et al., 2009]. Помимо экспериментального подтверждения факта существования таких структур и их резонансного ускорения в ТС на замкнутых силовых линиях магнитного поля, также было сделано еще одно уточнение: электроны, которые наблюдаются в ППС одновременно с бим-

летами, практически не ускоряются в дальнем хвосте. Их направленная скорость в ППС существенно меньше тепловой и сравнима по величине и направлению со скоростью ионов, что обеспечивает отсутствие или очень малую величину плотности продольных электрических токов в этих явлениях ( $j_{\parallel} \leq 2 \text{ нА/м}^2$ ). С этой точки зрения, бимлеты представляют собой скорее ионную составляющую высокоскоростного потока плазмы, движущегося вдоль силовых линий магнитного поля, чем ионные пучки. Поэтому термин «бимлет» является не совсем точным, и мы предпочли для таких структур название «ускоренные ионные структуры I типа».

Во время возмущенных геомагнитных периодов ( $|AL| > 300 \text{ нТл}$ ) в ППС хвоста наблюдается совершенно другой тип ионных распределений, названный нами ионными структурами II типа, которые, будучи также коллимированными по питч-углам, отличаются широкими по скоростям распределениями дифференциального потока ( $\Delta V_{\parallel}/V_{\parallel} \geq 0.3$ ) и более высокими энергиями (во многих случаях превышающими 100 кэВ). Одновременно с ускоренными ионными структурами II типа, на высокоширотной границе ППС наблюдаются электроны, имеющие анизотропные по скоростям функции распределения, состоящие из потока сильно ускоренных электронов, движущихся из области ускорения и потока низкоэнергичных электронов, движущихся в область ускорения. Перечисленные особенности указывают на то, что во время возмущенных геомагнитных периодов, ускорение ионов в ТС хвоста происходит вблизи области магнитного пересоединения. Статистически установлено, что в такие периоды эта область может формироваться в ближних к Земле областях хвоста, на радиальных расстояниях от Земли менее  $50R_E$ .

Ускоренные ионные структуры II типа могут быть разделены на два подкласса, согласно режиму их ускорения в хвосте: 1) структуры, ускоренные в процессе квазистационарного магнитного пересоединения, имеющие более низкие энергии, соизмеримые с перепадом электрического потенциала через хвост (до  $\sim 70 \text{ кэВ}$ ), и длительности порядка несколько минут, и 2) структуры, ускоренные в процессе нестационарного (возможно импульсного) магнитного пересоединения, в ускорении которых существенную роль играют индукционные электрические поля. Такие структуры имеют более высокие энергии (до  $\sim 200 \text{ кэВ}$ ) и еще более короткие длительности ( $\sim 1\text{--}2 \text{ мин.}$ ).

Можно представить себе, что переход от резонансного ускорения в мелкомасштабных источниках к более мощному ускорению в крупномасштабном источнике, образующимся вблизи области магнитного пересоединения, происходит посредством слияния резонансных областей ускорения вблизи X-линии. Качественно этот процесс можно объяснить формированием вблизи X-линии области с сильным градиентом магнитного поля, в которой характерный масштаб неоднородности  $B_Z(X)$  становится сравнимым по величине с ларморовским радиусом наиболее сильно ускоряемых ионов. В этом случае орбиты неадиабатически движущихся в ТС ионов, ускоряемых в соседних резонансах, начинают перекрываться и первоначально разнесенные в пространстве резонансы больше не являются изолированными друг от друга. В результате формируется «общий» источник ускорения, в разных точках которого ионы ускоряются до различных энергий, формируя в ППС широкую по параллельным скоростям функцию распределения. Такое простое качественное рассмотрение не учитывает влияния индукционных электрических полей ( $dB/dt$ ), а также нелинейных эффектов, связанных с собственными токами, создаваемыми ионами в области ускорения, важность которых отмечалась в работах ([Zelenyi, 2007; Zelenyi et al., 2009]). Эти эффекты приводят к дополнительному ускорению ионов и уширению их функции распределения по параллельным скоростям [Grigorenko et al., 2012a].

Таким образом, можно считать, что при усилении геомагнитной активности и приближении магнитной X-линии к Земле, происходит плавный переход от резонанс-

ного к обычному и хорошо известному процессу ускорения ионов вблизи X-линии, который в резонансной модели ускорения соответствует перекрытию и слиянию резонансных областей.

### Список литературы

- [Алексеев, Кропоткин, 1970] Алексеев И.И., Кропоткин А.П. Взаимодействие энергичных частиц с нейтральным слоем хвоста магнитосферы // Геомагнетизм и Аэрономия. 1970. Т. 10. Вып. 5. С. 777–783.
- [Буринская, 2008] Буринская Т.М. Неустойчивость Кельвина–Гельмгольца для потока плазмы, ограниченного в пространстве // Физика плазмы. 2008. Т. 34. Вып. 11. С. 1013–1020.
- [Григоренко и др., 2010] Григоренко Е.Е., Колева Р., Зеленый Л.М., Согов Ж.-А. Ускоренные ионы, наблюдаемые в пограничном плазменном слое: пучки или потоки? // Геомагнетизм и Аэрономия. 2010. Т. 50. Вып. 6. С. 749–761.
- [Тактакишвили и др., 1998] Тактакишвили А.Л., Зеленый Л.М., Луценко В.Н., Кудела К. О спектрах энергичных частиц в хвосте магнитосферы Земли // Космич. исслед. 1998. Т. 36. Вып. 3. С. 282–291.
- [Akasofu et al., 1973] Akasofu S.-I., Hones E. W., Jr., Bame S.J. et al. Magnetotail and boundary layer plasmas at a geocentric distance of  $\sim 18R_E$ : Vela 5 and 6 observations // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 7257.
- [Alexeev, Malova, 1995] Alexeev I.I., Malova H.V. Model of current sheet in the magnetosphere tail taking into account the interaction of untrapped and trapped particles // Adv. Space Res. 1995. V. 16. P. 205–208.
- [Alexeev et al., 2005] Alexeev I.V., Owen C.J., Fazakerley A.N. et al. Cluster observations of currents in the plasma sheet during reconnection // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. P. L03101. doi:10.1029/2004GL021420.
- [Amano, Tsuda, 1978] Amano K., Tsuda T. Particle trajectories at a neutral point // J. Geomagn. Geoelectr. 1978. V. 30. C. 7.
- [Andrews et al., 1981] Andrews M.K., Daly P.W., Keppler E. Ion jetting at the plasma sheet boundary layer: Simultaneous observations of incident and reflected particles // Geophys. Res. Lett. 1981. V. 8. P. 987.
- [Angelopoulos et al., 1993] Angelopoulos V., Kennel C.F., Coroniti F.V. et al. Observations of a quasi-static plasma sheet boundary // Geophys. Res. Lett. 1993. V. 20. P. 2813–2816.
- [Angelopoulos et al., 1994] Angelopoulos V. et al. Statistical characteristics of bursty bulk flow events // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 21,257.
- [Artemyev et al., 2009] Artemyev A.V., Zelenyi L.M., Malova H.V. et al. Acceleration and transport of ions in turbulent current sheets: formation of non-maxwellian energy distribution // Nonlinear Proc. Geophys. 2009. V. 16. P. 631–639.
- [Asano et al., 2005] Asano Y., Nakamura R., Baumjohann W. et al. How typical are atypical current sheets? // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. P. L03108. doi:10.1029/2004GL021834.
- [Ashour-Abdalla et al., 1993] Ashour-Abdalla M., Berchem J.P., Büchner J., Zelenyi L.M. Shaping of the magnetotail from the mantle: Global and local structuring // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 5651. doi:10.1029/92JA01662.
- [Ashour-Abdalla et al., 2005] Ashour-Abdalla M., El Alaoui M., Perroomian V. et al. A stochastic sea: The source of plasma sheet boundary layer ion structures observed by Cluster // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. P. A12221. doi:10.1029/2005JA011183.
- [Axford, Hines, 1961] Axford W.I., Hines C.O. A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms // Canadian J. Phys. 1961. V. 39. P. 1433–1464.
- [Baumjohann et al., 1988] Baumjohann W., Paschmann G., Sckopke N. et al. Average ion moments in the plasma sheet boundary layer // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. P. 11,507.
- [Baumjohann et al., 1989] Baumjohann W., Paschmann G., Cattell C.A. Average plasma properties in the central plasma sheet. // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. P. 6597.



- [Baumjohann et al., 1990] *Baumjohann W., Paschmann G., Luhr H.* Characteristics of high-speed ion flows in the plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 3801–3809.
- [Baumjohann et al., 1999] *Baumjohann W., Hesse M., Kokubun S. et al.* Substorm depolarization and recovery // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 24,995. doi:10.1029/1999JA900282.
- [Birn, Hones, 1981] *Birn J., Hones E. W. Jr.* Three-dimensional computer modeling of dynamic reconnection in the geomagnetic tail // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 6902.
- [Birn et al., 1981] *Birn J., Forbes T. G., Hones E. W. Jr., et al.* On the Velocity Distribution of Ion Jets During Substorm Recovery // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 11, 9001–11,9006.
- [Borg, 2005] *Borg A.L. et al.* Cluster encounter of a magnetic reconnection diffusion region in the near-Earth magnetotail on September 19, 2003 // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. P. L19105. doi:10.1029/2005GL023794.
- [Bosqued, 1993] *Bosqued J.M. et al.* Dispersed ion structures at the poleward edge of the auroral oval: Low-altitude observations and numerical modeling // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 19,181.
- [Büchner, 1991] *Büchner J.* Correlation-modulated chaotic scattering in the Earth's magnetotail // *Geophys. Res. Lett.* 1991. V. 18. P. 1595. doi:10.1029/91GL01905.
- [Büchner, Zelenyi, 1988] *Büchner J., Zelenyi L.M.* Adiabatic, chaotic and quasi-adiabatic charged particle motion in two-dimensional magnetic field reversals // *Eur. Space Agency Spec. Publ.* 1988. V. SP-285. P. 2196.
- [Büchner, Zelenyi, 1989] *Büchner J., Zelenyi L.M.* Regular and chaotic charged particle motion in magnetotail-like field reversals, 1. Basic theory of trapped motion // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. P. 11,821.
- [Burkhart, Chen, 1991] *Burkhart G.R., Chen J.* Differential memory in Earth's magnetotail // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. P. 14,033. doi:10.1029/91JA01137.
- [Chanteur, 1998] *Chanteur G.* Spatial interpolation for four spacecraft: Theory in Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data / Ed. G. Paschmann, P. W. Daly. Paris: European Space Agency, 1998. C. 349.
- [Chen, 1992] *Chen J.* Nonlinear dynamics of charged particles in the magnetotail // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 15,011. doi:10.1029/92JA00955.
- [DeCoster, Frank, 1979] *DeCoster R.J., Frank L.A.* Observations pertaining to the dynamics of the plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84. P. 5099.
- [Dungey, 1961] *Dungey J.W.* Interplanetary magnetic field and the auroral zones // *Phys. Rev. Lett.* 1961. V. 6. P. 47.
- [Dunlop et al., 2002] *Dunlop M.W., Balogh A., Glassmeier K.-H., Robert P.* Four-point Cluster application of magnetic field analysis tools: the Curlometer // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. No 11. P. 1384. doi:10.1029/2001JA005088.
- [Eastman et al., 1984] *Eastman T.E., Frank L.A., Peterson W.K., Lennartsson W.* The plasma sheet boundary layer. // *J. Geophys. Res.* 1984. V. 89. P. 1553.
- [Elphinstone et al., 1995] *Elphinstone R.D., Hearn D.J., Cogger L.L. et al.* The double oval UV auroral distribution: 2. The most poleward arc system and the dynamics of the magnetotail // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P. 12,093.
- [Eriksson et al., 2004] *Eriksson S., Øieroset M., Baker D.N. et al.* Walen and slowmode shock analyses in the near-Earth magnetotail in connection with a substorm onset on 27 August 2001 // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. P. A10212. doi:10.1029/2004JA010534.
- [Forbes et al., 1981] *Forbes T.G., Hones E.W., Jr., Bame S.J. et al.* Evidence for the tailward retreat of a magnetic neutral line in the magnetotail during substorm recovery // *Geophys. Res. Lett.* 1981. V. 8. P. 261.
- [Frank et al., 1978] *Frank L.A., Ackerson K.L., DeCoster R.J., Burek B.G.* // *Space Sci. Rev.* 1978. V. 22. P. 739-764.
- [Fujimoto et al., 2001] *Fujimoto M., Nagai T., Yokokawa N., et al.* Tailward electrons at the lobe-plasma sheet interface detected upon dipolarizations // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 21,255–21,262.



- [Grigorenko et al., 2002] *Grigorenko E.E., Fedorov A.O., Zelenyi L.M.* Statistical study of transient plasma structures in magnetotail lobes and plasma sheet boundary layer: Interball-1 observations // *Ann. Geophys.* 2002. V. 20. P. 329–340.
- [Grigorenko et al., 2007] *Grigorenko E.E., Sauvaud J.-A., Zelenyi L.M.* Spatial-Temporal characteristics of ion beamlets in the plasma sheet boundary layer of magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. P. A05218. doi:10.1029/2006JA011986.
- [Grigorenko et al., 2009] *Grigorenko E.E., Hosino M., Hirai M. et al.* “Geography” of ion acceleration in the magnetotail: X-line versus current sheet effects // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. A03203. doi:10.1029/2008JA013811.
- [Grigorenko et al., 2012a] *Grigorenko E.E., Zelenyi L.M., Dolgonosov M.S. et al.* Non-adiabatic ion acceleration in the Earth magnetotail and its various manifestations in the Plasma Sheet Boundary Layer // *Space Sci. Rev.* 2012. V. 164. No. 1. P. 133–181.
- [Grigorenko et al., 2012b] *Grigorenko E.E., Koleva R., Sauvaud J.-A.* On the problem of Plasma Sheet Boundary Layer identification from plasma moments in Earth’s magnetotail // *Ann. Geophys.* 2012. V. 30. P. 1331–1343.
- [Hoshino et al., 1998] *Hoshino M., Mukai T., Yamamoto T., Kokubun S.* Ion dynamics in magnetic reconnection: Comparison between numerical simulation and Geotail observations // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. No. A3. P. 4509–4530.
- [Hoshino et al., 2000] *Hoshino M., Mukai T., Nishida A. et al.* Non-Gyrotropic ions as evidence for an X-type neutral region // *Adv. Space Res.* 2000. V. 26. P. 425–430.
- [Hoshino et al., 2001] *Hoshino M., Hiraide K., Mukai T.* Strong electron heating and non-Maxwellian behavior in magnetic reconnection // *Earth Planets Space.* 2001. V. 53. P. 627.
- [Hoshino, 2005] *Hoshino M.* Electron surfing acceleration in magnetic reconnection // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. P. A10215. doi:10.1029/2005JA011229.
- [Keiling et al., 2004] *Keiling A., Reme H., Dandouras I. et al.* Transient ion beamlet injections into spatially separated PSBL flux tubes observed by Cluster-CIS // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31. P. L12804. doi:10.1029/2004GL020192.
- [Kivelson, Russel, 1995] *Kivelson M.G., Russell C.T.* Introduction to Space Physics. N.Y.: Cambridge Univ. Press, 1995.
- [Lui et al., 2001] *Lui A. T. Y., Eastman T.E., Williams D.J., Frank L.A.* Observations of ion streaming during substorm // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. No. A10. P. 7753–7764.
- [Lui, 1996] *Lui A. T. Y.* Current disruption in the Earth’s magnetosphere: observations and models // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 13,067–13,088. doi:10.1029/96JA00079.
- [Lutsenko et al., 2008] *Lutsenko V.N., Gavrilova E.A., Grechko T.V.* Statistics of fine dispersion structures events in energetic particle spectra: their origin and role in the outer magnetosphere // *Ann. Geophys.* 2008. V. 26. P. 2097–2110.
- [Lyons, 1984] *Lyons L.R.* Electron Energization in the Geomagnetic Tail Current Sheet // *J. Geophys. Res.* 1984. V. 89. No. A7. P. 5479–5487.
- [Lyons, Speiser, 1982] *Lyons L.R., Speiser T.W.* Evidence for current sheet acceleration in the geomagnetic tail // *J. Geophys. Res.* 1982. V. 87. P. 2276.
- [Martin, Speiser, 1988] *Martin R.F., Speiser T.W.* A predicted energetic ion signature of a neutral line in a geomagnetic tail // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. P. 11,521.
- [Milovanov, Zelenyi, 2001] *Milovanov A.V., Zelenyi L.M.* “Strange” Fermi processes and power-law nonthermal tails from a self-consistent fractional kinetic equation // *Phys. Rev.* 2001. V. E64. P. 052101. doi:10.1103/PhysRevE.64.052101.
- [Nagai et al., 2001] *Nagai T., Shinohara I., Fujimoto M. et al.* Geotail observations of the Hall current system: evidence of magnetic reconnection in the magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 25,929–25,949.
- [Nagai et al., 2003] *Nagai T., Shinohara I., Fujimoto M. et al.* The structure of the Hall current system in the vicinity of the magnetic reconnection site // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. No. 10. P. 1357. doi:10.1029/2003JA009900.

- [Nakamura et al., 1991] Nakamura M., Paschmann G., Baumjohann W., Schopke N. Ion distributions and flows in and near the neutral sheet // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 5631.
- [Nakamura et al., 2004a] Nakamura R., Baumjohann W., Nagai T. et al. Flow shear near the boundary of the plasma sheet observed by Cluster and Geotail // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. P. A05204. doi:10.1029/2003JA010174.
- [Nakamura et al., 2004b] Nakamura R., Baumjohann W., Mouikis C. et al. Spatial scale of high speed flows in the plasma sheet observed by Cluster // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. P. L09804. doi:10.1029/2004GL019558.
- [Ness, 1965] Ness N.F. The Earth's magnetic tail // J. Geophys. Res. 1965. V. 70. P. 2989.
- [Nishida et al., 1994] Nishida A., Yamamoto T., Tsuruda K. et al. Classification of the tailward drifting magnetic structures in the distant tail // Geophys. Res. Lett. 1994. V. 21. No. 25. P. 2947–2950.
- [Nishida et al., 1996] Nishida T., Mukai T., Yamamoto Y. et al. Magnetotail convection in geomagnetically active times 1. Distance to the Neutral Lines // J. Geomagn. Geoelectr. 1996. V. 48. P. 489–501.
- [Parks et al., 1984] Parks G.K., McCarthy M., Fitzenreiter R.J. et al. Particle and Field Characteristics of the High-Latitude Plasma Sheet Boundary Layer // J. Geophys. Res. 1984. V. 89. P. 8855.
- [Parks et al., 1998] Parks G., Chen L.J., McCarthy M. et al. New observations of ion beams in the plasma sheet boundary layer // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. P. 3285–3288.
- [Paschmann, Daly, 1998] Paschmann G., Daly P.W. Analysis methods for multi-spacecraft data. International Space Science Institute: ESA Publications Division, 1998.
- [Petrukovich et al., 2001] Petrukovich A.A., Baumjohann W., Nakamura R. et al. Are earthward bursty bulk flows convective or field-aligned? // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. P. 21211–21215.
- [Raj et al., 2002] Raj A., Phan R., Lin R.P., Angelopoulos V. Wind survey of high-speed bulk flows and field-aligned beams in the near-Earth plasma sheet // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. P. 1419. doi:10.1029/2001JA007547.
- [Robert et al., 1988] Robert P., Dunlop M.W., Roux A., Chanteur G. Accuracy of current density determination // Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data / Eds. G. Paschmann, P. W. Daly. Paris: European Space Agency, 1988. P. 395.
- [Runov et al., 2003] Runov A. et al. Current sheet structure near magnetic X-line observed by Cluster // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30. No. 11. P. 1579. doi:10.1029/2002GL016730.
- [Sato et al., 1982] Sato T., Matsumoto H., Nagai K. Particle acceleration in time-developing magnetic reconnection process // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. P. 6089.
- [Sauvaud et al., 1999] Sauvaud J.-A., Popescu D., Delcourt D.C. et al. Sporadic plasma sheet ion injections into the high altitude auroral bulge — satellite observations // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 28,565–28,586.
- [Sauvaud, Kovrazhkin, 2004] Sauvaud J.-A., Kovrazhkin R.A. Two types of energy-dispersed ion structures at the plasma sheet boundary // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. P. A12213. doi:10.1029/2003JA010333.
- [Sergeev et al., 1992] Sergeev V.A., Elphic R.C., Mozer F.S. et al. A two-satellite study of nightside flux transfer events in the plasma sheet // Planet. Space Sci. 1992. V. 40. P. 1551.
- [Sergeev et al., 2000] Sergeev V.A., Sauvaud J.-A., Popescu D. et al. Plasma sheet ion injection into the auroral bulge: correlative study of spacecraft and ground observations // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 18,465–18,482.
- [Sergeev et al., 2003] Sergeev V. et al. Current sheet flapping motion and structure observed by Cluster // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30. No. 6. P. 1327. doi:10.1029/2002GL016500.
- [Sergeev et al., 2007] Sergeev V., Semenov V., Kubyshkina M. et al. Observation of repeated intense, near-Earth reconnection on closed field lines with Cluster, Double Star, and other spacecraft // Geophys. Res. Lett. 2007. V. 34. P. L02103. doi:10.1029/2006GL028452.

- [Sönnerup, 1971] *Sönnerup B. U.O.*. Adiabatic particle orbits in a magnetic null sheet // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. P. 8211. doi:10.1029/JA076i034p08211.
- [Takahashi, Hones, 1988] *Takahashi K., Hones E.W.* ISEE 1 and 2 observations of ion distributions at the plasma sheet-tail lobe boundary // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. P. 8558.
- [Ueno et al., 2002] *Ueno G., Ohtani S.-I., Saito Y., Mukai T.* Field-aligned currents in the outermost plasma sheet boundary layer with Geotail observation // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. No. 11. P. 1399. doi:10.1029/2002JA009367.
- [Williams, 1981] *Williams D.J.* Energetic ion beams at the edge of the plasma sheet: ISEE 1 observations plus a simple explanatory model // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 5507–5518.
- [Williams, Speiser, 1984] *Williams D.J., Speiser T.W.* Sources for Energetic Ions at the Plasma Sheet Boundary: Time Varying or Steady State? // *J. Geophys. Res.* 1984. V. 89. P. 10,8877–10,8884.
- [Zelenyi et al., 1988] *Zelenyi L.M., Zogin D.V., Buechner J.* Quasi-adiabatic particle acceleration in magnetic field reversals and the formation of the plasma sheet boundary layer in the Earth's magnetotail // *Proc. Intern. School and Workshop on Plasma Astrophys.* 1988. Varenna, Italy, 24 Aug.–3 Sept. ESA SP-285. 1988. V. 1. P. 227–234.
- [Zelenyi et al., 1990a] *Zelenyi L.M., Kovrazhkin R.A., Bosqued J.M.* Velocity-dispersed ion beams in the nightside auroral zone: AUREOL-3 observations // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 12119.
- [Zelenyi et al., 1990b] *Zelenyi L.M., Lominadze J.G., Taktakishvili A.L.* Generation of the energetic proton and electron bursts in planetary magnetotails // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 3883–3891.
- [Zelenyi et al., 1998] *Zelenyi L.M., Milovanov A.V., Zimbardo G.* Multiscale magnetic structure of the distant tail: Self-consistent fractal approach // *New Perspectives on the Earth's Magnetotail. Geophys. Monogr. Ser. V. 105 / Eds. A. Nishida, D.N. Baker, S.W.H. Cowley.* Washington D.C.: AGU, 1998. P. 321.
- [Zelenyi et al., 2006a] *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Y. et al.* “Matreshka” model of multilayered current sheet // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. P. 05105. doi:10.1029/2005GL025117.
- [Zelenyi et al., 2006b] *Zelenyi L.M., Dolgonosov M.S., Peromian V., Ashour-Abdalla M.* Effects of nonlinearity on the structure of PSBL beamlets // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. P. L18103. doi:10.1029/2006GL026176.
- [Zelenyi et al., 2006c] *Zelenyi L.M., Grigorenko E.E., Sauvaud J.-A., Maggiolo R.* Multiplet structure of acceleration processes in the distant magnetotail // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. P. L06105. doi:10.1029/2005GL024901.
- [Zelenyi, 2007] *Zelenyi L.M., Dolgonosov M.S., Grigorenko E.E., Sauvaud J.-A.* Universal properties of the nonadiabatic acceleration of ions in current sheets // *Sov. Phys. JETP. Engl. Transl.* 2007. V. 85. No. 4. P. 187.
- [Zelenyi et al., 2009] *Zelenyi L.M., Dolgonosov M.S., Grigorenko E.E., Sauvaud J.-A.* Peculiarities of the non-adiabatic ion acceleration in the current sheet of the Earth magnetotail // *Future Perspectives of Space Plasma and Particle Instrumentation and International Collaborations / Eds. M. Hirahara, I. Shinohara, Y. Miyoshi, N. Terada, T. Mukai.* American Institute of Physics, 2009. P. 5–14.

### III.4. ФРОНТЫ ДИПОЛИЗАЦИИ: СТРУКТУРА, ДИНАМИКА И УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ

*А. В. Артемьев<sup>1</sup>, Е. В. Панов<sup>2</sup>, А. А. Васильев<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт космических исследований Австрийской Академии наук, Грац, Австрия

#### Введение

Несмотря на более чем полувековую историю исследований [Giovannelli, 1947], процесс магнитного пересоединения [Priest, 2000], трансформирующий энергию магнитного поля в энергию ускоренных потоков заряженных частиц и в нагрев плазмы, все еще активно изучается, например в рамках лабораторных экспериментов [Yamada et al., 2010; Frank, 2010], и с помощью спутниковых наблюдений в околоземной космической плазме [Paschmann et al., 2013] и солнечной короне [Aschwanden, 2002; Somov, 2010; Webb, Howard, 2012]. Оставляя за рамками рассмотрения широкие возможности лабораторных исследований, можно отметить, что существенную информацию о структуре и динамике магнитного пересоединения удалось получить в последнее десятилетие благодаря двум многоспутниковым миссиям: Cluster [Escoubet et al., 1997] и THEMIS [Angelopoulos, 2008]. Измерения, выполненные спутниками этих двух миссий, позволили исследовать данный процесс в хвосте земной магнитосферы и на границе магнитосферы — магнитопаузе [Angelopoulos et al., 2008; Vaivads et al., 2009; Mozer, Pritchett, 2011; Paschmann et al., 2013]. Одновременное измерение параметров плазмы, магнитного и электрического полей в нескольких точках пространства позволяет эффективно различать временную динамику процессов и их пространственные характеристики. Новая информация с космических аппаратов (КА) Cluster и THEMIS показала важность мезомасштабных динамических структур в плазменных процессах магнитосферы нашей планеты [Sharma et al., 2008; Baumjohann et al., 2007]. Типичные пространственные масштабы таких структур составляют от  $\sim 0.5$  до 5 радиусов Земли  $R_E$ , а сами структуры, как правило, имеют непосредственное отношение к процессу магнитного пересоединения в хвосте магнитосферы. Среди данных структур можно отметить 1) потоки ионов, ускоренных в областях пересоединения и регистрируемых в пограничной области плазменного слоя (так называемые «бимлеты», см. [Grigorenko et al., 2011]); 2) тонкие токовые слои, неустойчивость которых может привести к магнитному пересоединению [Artemyev, Zelenyi, 2013]; 3) удаляющиеся в хвост плазмоиды [Slavin et al., 1995; Kiehas et al., 2013] и быстрые потоки плазмы, распространяющиеся в токовом слое от областей магнитного пересоединения в направлении Земли [Nakamura et al., 2004]. Именно наблюдение быстрых потоков плазмы часто используется для идентификации магнитного пересоединения [Baumjohann et al., 2000; Baumjohann, 2002; Petrukovich et al., 2009]. Богатая внутренняя структура таких потоков является предметом активного исследования последних лет.

Детальная статистика быстрых потоков плазмы в хвосте земной магнитосферы была впервые получена по данным спутниковых миссий AMPTE/IRM и ISEE 2 [Baumjohann et al., 1990; Angelopoulos et al., 1993]. Быстрые потоки часто связаны с суббурями [Baumjohann et al., 1991; Baumjohann et al., 1999]. Считается, что они представляют собой источник переноса магнитного потока, который позволяет

преодолеть несоответствие баланса давлений в хвосте [Erickson, Wolf, 1980; Pontius, Wolf(1990); Baumjohann, 2002]. Многоспутниковые наблюдения выявили, что потоки наблюдаются в каналах шириной  $2-3R_E$  [Angelopoulos et al., 1996; Sergeev et al., 1996; Nakamura et al., 2004]. Между  $-20R_E$  и  $-10R_E$  потоки останавливаются дипольным полем Земли, а в ближайшем плазменном слое увеличивается градиент давления. Этот процесс ведет к образованию токового клина [Shiokawa et al., 1997; Baumjohann, 2002; Birn et al., 1999; Ohtani et al., 2009] и началу суббури. Замедление потоков может происходить осциллирующим образом [Semenov, Lebedeva, 1991; Chen, Wolf, 1999; Panov et al., 2010a; Birn et al., 2011]. Период осцилляции зависит от энтропии осциллирующей силовой трубки и параметров окружающего плазменного слоя [Wolf et al., 2012]. Такие осцилляции могут вызывать модуляцию токового клина с последующими магнитными пульсациями и периодическим локальным зажиганием авроры в ионосфере [Panov et al., 2013b].

Данные спутника WIND позволили получить информацию о кинетической структуре этих потоков [Raj et al., 2002]. Достоверная информация о пространственных масштабах потоков была получена благодаря данным спутниковой миссии Cluster [Nakamura et al., 2004]. Более того, многоспутниковые измерения позволили установить, что быстрые потоки плазмы обладают внутренней субструктурой со сложной конфигурацией магнитных полей [Nakamura et al., 2009; Sergeev et al., 2009] и нелинейной динамикой [Panov et al., 2010a; Nakamura et al., 2013].

Несмотря на то, что быстрые потоки плазмы напрямую связывают с пересоединением силовых линий магнитного поля, роль этих потоков в процессе диссипации магнитной энергии и ее трансформации в тепловую энергию плазмы остается малоизученной перспективной проблемой. Хорошо известно, что магнитное пересоединение играет важную роль в ускорении и нагреве заряженных частиц в космической плазме [Galeev, 1979; Parker, 1994]. Однако из-за малых пространственных масштабов области пересоединения и нестационарного характера этого процесса в хвосте магнитосферы, лишь небольшая популяция частиц может быть ускорена непосредственно при перезамыкании силовых линий магнитного поля [Zelenyi et al., 1990a]. Таким образом, любой дополнительный механизм ускорения частиц, реализующийся за счет высвобождения энергии магнитного поля в ходе магнитного пересоединения, может оказаться крайне важным для ускорения и нагрева плазмы [Drake et al., 2009]. При этом, ускоренные потоки плазмы из области пересоединения и сопутствующее им возмущение магнитного поля представляют собой перспективные области для дополнительного ускорения частиц [Birn et al., 2012]. Такие потоки уносят существенную долю «высвободившейся» энергии магнитного поля и распространяются на большие расстояния. Структура электромагнитного поля, соответствующая потокам, включает в себя резкие градиенты магнитного поля (так называемые диполизационные фронты — ДФ, см. [Runov et al., 2009]), скачки электрического поля [Fu et al., 2012b] и сопутствующую волновую активность в диапазоне от нижней гибридной частоты до электронной циклотронной частоты [Khotyaintsev et al., 2011]. По своим характеристикам структура ДФ во многом совпадает со структурой квазиперпендикулярных ударных волн [Krasnoselskikh et al., 2013], однако в отличие от ударных волн, скорости распространения потоков частиц от областей пересоединения в горячей плазме хвоста магнитосферы, как правило, меньше локальных альвеновских и тепловых скоростей. Тем не менее различные механизмы ускорения заряженных частиц, исследованные детально для ударных волн [Decker, 1988; Veltri, Zimbardo, 1993; Balikhin et al., 1993; Lever et al., 2001], могут иметь свои аналоги для систем с ДФ.

На рис. 1 показан пример ДФ, наблюдавшегося спутниками THEMIS в плазменном слое магнитосферы Земли [Runov et al., 2009]. ДФ прошел расстояние между

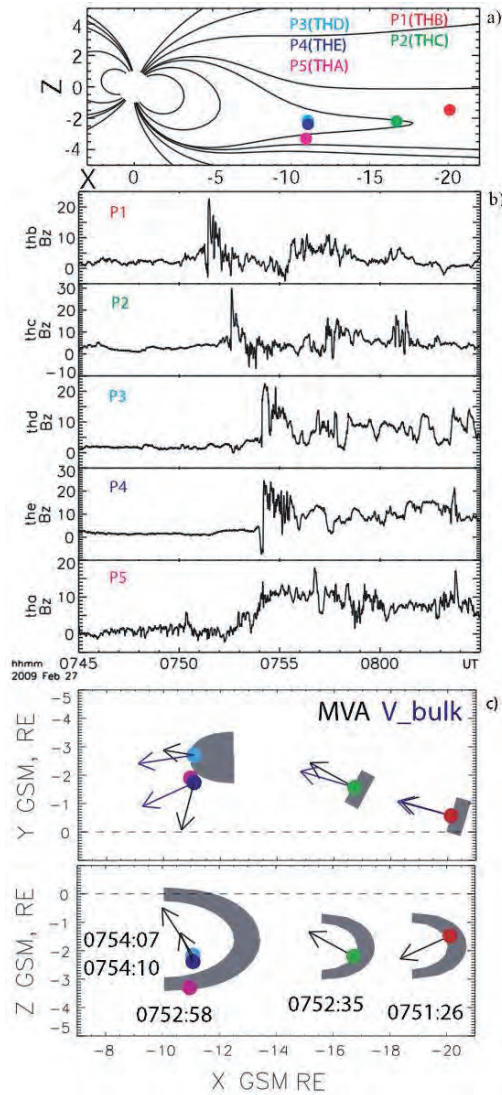


Рис. 1. Положение спутников THEMIS в координатах GSM в  $XZ$  плоскости (a); силовые линии магнитного поля показаны согласно модели T96 [Tsyganenko, 1995].  $B_z$  (GSM) на всех спутниках (P1-P5) (b). Интерпретация наблюдений THEMIS (c): черные стрелки — проекции нормалей к ДФ (R1) на плоскости  $XY$  (вверху) и  $XZ$  (внизу) GSM; голубые стрелки — проекции направления скорости на плоскость  $XY$  GSM. Серым показана геометрия ДФ во времена его пересечения для всех спутников. Рисунки взяты из работы [Runov et al., 2009]

–20 и  $-10R_E$  (от P1 к P4/P5) менее чем за три минуты. Анализ ориентации ДФ, наблюдаемого на разных спутниках, показал, что диполизационный фронт имеет огибающую форму в  $XY$  GSM плоскости, и принимает форму дуги в  $XZ$  GSM плоскости.

Исследование роли ДФ в ускорении частиц представляется важной задачей из-за широкого распространения данных структур — нестационарное пересоединение

в магнитосферах различных планет сопровождается формированием ДФ. Так, кроме хорошо изученных фронтов, наблюдаемых в хвосте земной магнитосферы (см. статистику наблюдений в работах [Ohtani et al., 2004; Sigsbee et al., 2005; Runov et al., 2011b; Schmid et al., 2011; Fu et al., 2012a]), ДФ были обнаружены в магнитосферах Юпитера [Kasahara et al., 2013] и Меркурия [Sundberg et al., 2012]. Несмотря на существенные различия в структуре и плазменном содержании магнитосфер этих планет (Земли, Юпитера и Меркурия), структура ДФ, наблюдаемых во всех трех магнитосферах, обладает заметным сходством (см. рис. 2). На рис. 2а показаны данные наблюдений спутника THEMIS P1, переведенные на шкалу пространственной

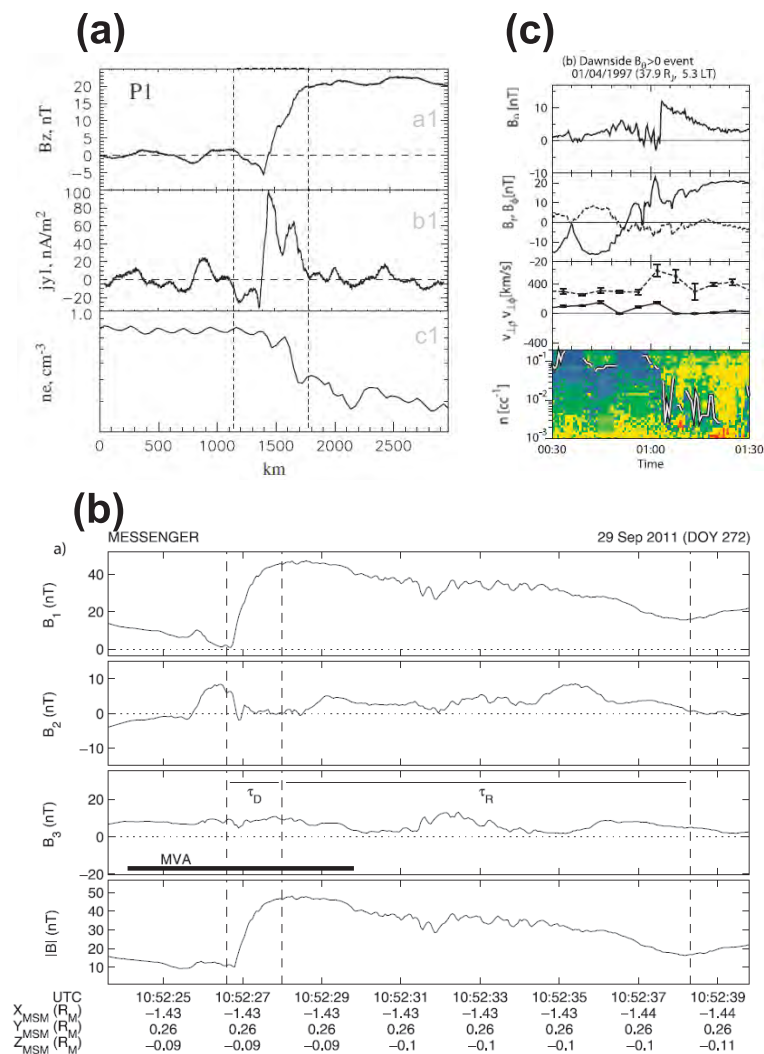


Рис. 2. Три примера ДФ по данным спутниковых наблюдений в хвостах магнитосфер Земли (a) — рисунок взят из работы [Runov et al., 2011a], Меркурия (b) — рисунок взят из работы [Sundberg et al., 2012], Юпитера (c) — рисунок взят из работы [Kasahara et al., 2013]. См. подробности в тексте



координаты вдоль нормали к ДФ. Сверху вниз показаны:  $B_z$ -компонента магнитного поля,  $j_y$ -компонента плотности тока и плотность электронов (использована GSM система координат). На рис. 2b показаны (сверху вниз): три компоненты магнитного поля и модуль поля по данным измерения спутника MESSENGER (поля показаны в локальной системе координат, определенной по методу MVA, [Paschmann, Schwartz, 2000]). На горизонтальной оси показано время вдоль траектории спутника и координаты спутника в MGM системе координат. На рис. 2c показаны (сверху вниз): три компоненты магнитного поля, две компоненты скорости плазмы и плотность электронов (белая кривая на рисунке представляет интенсивность высокочастотных колебаний электрического поля). Векторы показаны в сферической системе координат (см. детали в работе [Kasahara et al., 2013]). Как видно из всех рисунков, компонента магнитного поля, перпендикулярная к токовому слою ( $B_z$ ,  $B_1$  и  $B_\theta$ ), имеет характерный скачок — это и есть ДФ.

Кроме того, также представляется возможным образование подобных структур в солнечной короне при нестационарном магнитном пересоединении силовых линий в вертикальном токовом слое [Reeves et al., 2008]. Таким образом, можно рассчитывать на то, что формирование ДФ является универсальным элементом картины нестационарного пересоединения. Как следствие, ускорение частиц при распространении фронтов в фоновой плазме представляет широкий интерес.

В рамках этой главы мы проведем краткий анализ результатов исследования ускорения и нагрева заряженных частиц (ионов и электронов) ДФ. Мы рассмотрим роль структуры магнитного поля в реализации резонансного механизма захвата и ускорения ионов. Будет описано нерезонансное ускорение неадиабатических ионов за счет отражения от фронта. Эти два механизма будут сравнены с адиабатическим (бетатронным) механизмом нагрева ионов. Отдельный раздел будет посвящен рассеянию и нагреву электронов за счет их взаимодействия с вистлерными волнами вблизи от ДФ.

В рамках главы мы будем использовать GSM систему координат с осью  $x$ , направленной от Земли к Солнцу, осью  $z$ , направленной вдоль магнитного диполя Земли, и осью  $y$ , дополняющей правую систему координат. В такой системе координат диполизационный фронт представляет собой сильное возмущение компоненты поля  $B_z$ , распространяющееся из хвоста магнитосферы к Земле (вдоль  $x$ ).

## 1. Структура электромагнитных полей

Последние несколько лет спутниковых наблюдений и численного моделирования дали богатую информацию о структуре ДФ. Описание основных результатов мы разобьем на три части: в первой мы обсудим результаты МГД моделирования нестационарного пересоединения, вторая часть будет посвящена кинетическому моделированию, и в третьей части мы представим подборку экспериментальных данных.

Исследования структуры и динамики области магнитного пересоединения насчитывают более 50 лет [Sweet, 1958; Petschek, 1964]. Первые модели предполагали наличие квазистационарного процесса диссипации магнитной энергии и ее конвертации в энергию потока ускоренных частиц (см. обзор [Yamada et al., 2010] и ссылки в нем). Однако квазистационарность требует выполнения относительно жестких соотношений на граничные условия, нарушение которых приводит к эволюции области пересоединения с образованием токовых слоев [Syrovatskii, 1971; Syrovatskii, 1981]. Более того, в реалистичных условиях земной магнитосферы трудно обеспечить постоянство темпа пересоединения, связанного с уровнем эффективной проводимости, обеспеченной плазменными неустойчивостями и(или) токами резонансных частиц (см. обзоры [Galeev, Sudan, 1985; Zelenyi, Artemyev, 2013] и ссылки в них). Дина-

мика темпа пересоединения приводит к картине нестационарного пересоединения, включающей в себя образование особых структур в магнитном поле (см., например, [Semenov et al., 1992]) — см. рис. 3а (рисунок сделан в плоскости, перпендикулярной направлению распространения тока). Эти структуры представляют собой области с повышенным значением компоненты  $B_z$  магнитного поля. Сопоставление МГД моделей нестационарного пересоединения и спутниковых наблюдений показало, что данная теория относительно хорошо описывает основные детали рассматриваемого процесса [Semenov et al., 2005; Alexandrova et al., 2012]. Таким образом, потоки плазмы с усиленным полем  $B_z$  возникают уже в рамках МГД моделирования нестационарного пересоединения. Аналогичные результаты показал и ряд других МГД моделей (см. [Longcope, Priest, 2007; Guzdar et al., 2010]).

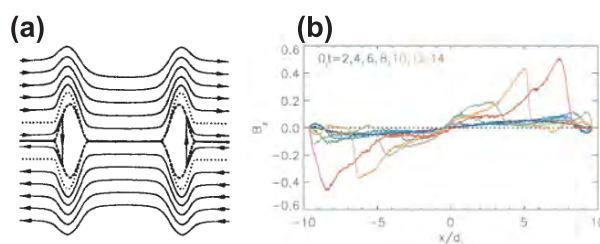


Рис. 3. Силовые линии магнитного поля в области нестационарного магнитного пересоединения (а). Рисунок взят из работы [Semenov et al., 1992]. Профили  $B_z$  компоненты магнитного поля в различные моменты времени моделирования магнитного пересоединения (б). Рисунок взят из работы [Sitnov et al., 2009]

МГД модели нестационарного пересоединения, включающие в себя движущиеся потоки плазмы с усиленным полем  $B_z$ , показывая, в целом, правильную общую картину, оставляют за кадром детали внутренней структуры этих потоков. Ведущий фронт таких потоков достаточно тонок, чтобы за его эволюцию и конфигурацию отвечали плазменные механизмы, связанные с разделением ионного и электронного движений. Таким образом, относительно полную картину происходящего могут дать только кинетические модели, описывающие формирование и распространение ДФ [Sitnov et al., 2009; Sitnov, Swisdak, 2011; Sitnov et al., 2013; Vapirev et al., 2013]. В соответствии с кинетическим моделированием фронты диполяризации возникают при пересоединении токового слоя с ненулевой компонентой магнитного поля  $B_z$  [Sitnov et al., 2009]. При пересоединении магнитных силовых линий образуется структура с резким градиентом  $B_z$  (рис. 3б), распространяющаяся почти с альвеновской скоростью в  $x$  направлении. Профили  $B_z$  на рис. 3б построены в нейтральной плоскости токового слоя  $z = 0$ . Координата  $x$  отнормирована на ионную инерционную длину  $d_i$ , которая в рамках моделирования приблизительно равна 500 км (см. [Sitnov et al., 2009]).

Как показано в работе [Sitnov et al., 2009], градиент поля  $B_z$  поддерживается, в основном, ионными токами. При этом, различие в динамике ионов и электронов вблизи фронта ответственно за возникновение сильного электростатического поля  $E_x$  [Sitnov et al., 2013]. Отличие кинетической структуры ДФ от МГД моделей заключается в асимметрии распределения поля  $B_z$ : вместо симметричного импульса с отрицательным и положительным  $B_z$ , характерного для МГД моделей (см. [Semenov et al., 1992]), в кинетическом моделировании  $B_z$  почти всюду положителен, за исключением небольшого минимума перед самым фронтом [Sitnov et al., 2009]. Таким образом, мы можем описать три основных свойства структуры ДФ, наблюдаемого в моделированиях.

- Резкий градиент  $B_z$  компоненты магнитного поля с небольшим минимумом перед фронтом. В окрестности этого минимума поле  $B_z$  меняет знак.
- Быстрое распространение фронта со скоростью  $v_\phi$  приводит к возникновению электрического поля  $E_y \sim v_\phi B_z$  [Sitnov et al., 2009; Sitnov et al., 2013].
- Разделение ионного и электронного движений вблизи фронта приводит к возникновению поля  $E_x$  [Sitnov et al., 2013; Vapirev et al., 2013].

Многие особенности структуры ДФ, предсказанные в численном моделировании, были обнаружены в рамках спутниковых наблюдений. Так, статистика наблюдений ДФ многоспутниковой миссией THEMIS (см. рис. 4) показывает, что характерный масштаб фронта не превышает ионного гирорадиуса [Runov et al., 2011b]. Столь сильный градиент поля  $B_z$  обеспечен током  $j_y \sim 20$  нА/м<sup>2</sup>. При этом, спутниковые наблюдения и численное моделирование в определенной степени расходятся в вопросе, какие частицы переносят основной ток на фронте. Так, если кинетические модели предсказывают доминирование ионного тока [Sitnov et al., 2009; Sitnov, Swisdak, 2011], то спутниковые наблюдения указывают на большую амплитуду тока электронов [Li et al., 2011; Huang et al., 2012]. Однако это кажущееся противоречие можно разрешить в рамках представлений о сильном электрическом поле  $E_x$ , возникающем при разделении движения ионов и электронов вблизи от ДФ. Присутствие поля  $E_x$  неоднократно фиксировалось на спутниковых наблюдениях в окрестности ДФ [Runov et al., 2011b; Fu et al., 2012b]. Его измеряемые амплитуды порядка 10 мВ/м. Дрейф частиц в поле  $E_x$  со скоростью  $E_x/B_z$  может перераспределить ток в системе в пользу электронов (такой эффект наблюдается в обычном токовом слое магнитосферы, но имеет там существенно меньшие амплитуды, см. [Zelenyi et al., 2010]).

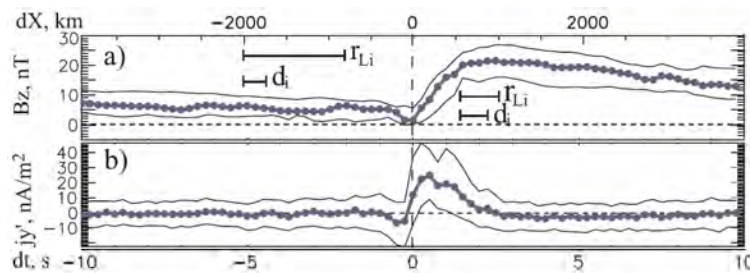


Рис. 4. Средний профиль  $B_z$  и границы разброса данных по статистике наблюдений ДФ. Также показан про плотности тока  $j_y$ . Рисунок взят из работы [Runov et al., 2011b].

## 2. Волновая активность

Структура ДФ обладает рядом свойств, которые позволяют рассматривать фронт, погруженный в магнитное поле хвоста магнитосферы, как резервуар свободной энергии для различных плазменных неустойчивостей. Раскачка и нарастание таких неустойчивостей приводит к нарастанию волновой активности вблизи ДФ. В этом разделе мы обсудим три частотных диапазона, в которых наблюдается повышенная мощность электромагнитных и электростатических колебаний: 1) флуктуации магнитного поля с частотами, близкими к ионно-циклотронной частоте; 2) электростатические колебания с частотами, близкими к частоте нижнего гибридного резонанса; 3) электромагнитные и квазиэлектростатические колебания в вистлерном диапазоне частот. Следует отдельно отметить, что ряд спутниковых наблюдений

фиксирует присутствие вблизи ДФ электростатических структур в частотном диапазоне плазменных частот. Такие структуры на волновых формах распознаются как двойные слои и электростатические солитоны [Deng et al., 2010]. Однако на данный момент остается неясным, генерируются ли данные структуры вблизи ДФ, или они были «вынесены» потоком плазмы из области магнитного пересоединения вместе с фронтом.

Резкий скачок поля  $B_z$  после небольшого минимума на ведущем крае ДФ при распространении к Земле встречает магнитное поле  $B_z$  магнитосферного хвоста с противоположным градиентом вдоль оси  $x$ . В результате ДФ может создать локальный минимум поля  $B_z$  вблизи переходной области между вытянутыми силовыми линиями хвоста земной магнитосферы и дипольным полем. Хорошо известно, что такая конфигурация является неустойчивой по отношению к раскачке баллонной моды [Hurricane et al., 1999; Panov et al., 2012a] и разрывной моды [Pritchett, Buchner, 1995; Sitnov, Swisdak, 2011]. Времена развития данных неустойчивостей лежат в диапазоне ионных циклотронных периодов. Более того, уже само наличие ДФ с обратным градиентом магнитного поля  $B_z$  в хвосте магнитосферы ( $dB_z/dx < 0$ ) приводит к раскачке ряда неустойчивостей. Так, в МГД-конфигурациях со слабым градиентом  $dB_z/dx$  развивается мода, аналогичная классической изгибной и перетяжной деформациям токового слоя [Erkaev et al., 2007; Korovinский et al., 2013]. Если градиент  $dB_z/dx$  достаточно сильный (как это обычно бывает на ДФ, толщина которого сопоставима с ионным гирорадиусом), то на фронте развивается неустойчивость, в литературе называемая «баллонной/перестановочной модой» [Yoshikawa, 1966; Pritchett, Coroniti, 2010; Lapenta, Bettarini, 2011; Pritchett, Coroniti, 2011; Panov et al., 2012b; Panov et al., 2012; Pritchett, Coroniti, 2013; Vapirev et al., 2013]. Эта неустойчивость приводит к возмущениям магнитного поля  $B_z$  и плотности плазмы, распространяющимися, в основном, поперек хвоста магнитосферы с ненулевой составляющей скорости параллельно магнитному полю к Земле.

Результаты моделирования [Pritchett, Coroniti, 2010] развития баллонной/перестановочной моды на ДФ приведены на рис. 5а-1, где показана интенсивность поля  $B_z$  в нейтральной плоскости токового слоя в определенный момент времени моделирования (красный цвет соответствует максимальной интенсивности, а синий — минимальной). Пространственные координаты нормированы на электронную дебаевскую длину, которая в рамках моделирования равна  $1/16$  ионного гирорадиуса. Длины волн неустойчивости находятся в диапазоне ионных гирорадиусов, но меньше них [Pritchett, Coroniti, 2010; Pritchett, Coroniti, 2011]. Развитие неустойчивости приводит к образованию «пальцев» плотности плазмы и повышенного (пониженного) поля  $B_z$ , которые распространяются вдоль фронта диполяризации — в  $y$  направлении. На рис. 5а-2 из работы [Vapirev et al., 2013] цветом показана плотность электронов в нейтральной плоскости  $z = 0$  для системы с двумя ДФ, отошедшими от области магнитного пересоединения, расположенной в  $x \approx 20$ . Минимальному значению плотности соответствует белый цвет, максимальному — зеленый. Пространственные координаты отнормированы на ионную инерционную длину, которая в рамках моделирования равна двум толщинам токового слоя до пересоединения. Первичное сопоставление данных спутниковых наблюдений колебаний поля  $B_z$  вблизи от ДФ с численным моделированием баллонной/перестановочной моды показало относительно хорошее согласие теории и спутниковых данных [Panov et al., 2012b]. Наличие колебаний магнитного поля в таком частотном диапазоне может оказывать влияние на взаимодействие ионов с фронтом диполяризации, но представляет собой лишь адиабатическое возмущение магнитного поля для электронов.

Кроме баллонной/перестановочной моды, масштабы возмущения магнитного поля в которой сопоставимы с масштабом ДФ вдоль оси  $x$ , наличие резкого градиента

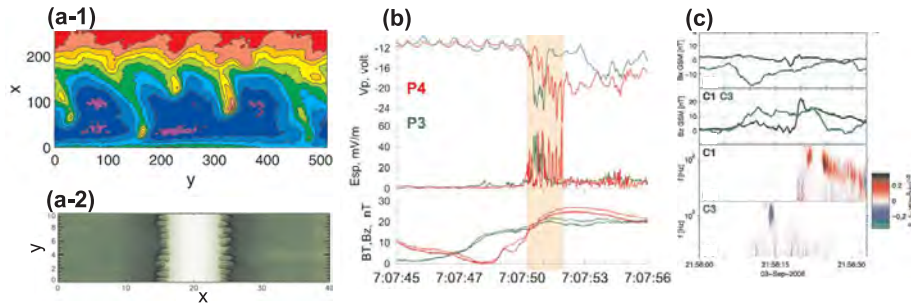


Рис. 5. Данные моделирования и спутниковые наблюдения флуктуаций магнитного и электрического полей вблизи ДФ. Рисунок (a-1) взят из работы [Pritchett, Coroniti, 2010], рисунок (a-2) из работы [Vapirev et al., 2013], рисунок (b) из работы [Sergeev et al., 2009], рисунок (c) из работы [Khotyaintsev et al., 2011]. См. подробности в тексте

плазменного давления на фронте приводит к раскачке дрейфовой моды с частотами, близкими к нижнему гибриднему резонансу  $\omega \sim \sqrt{\Omega_i \Omega_e}$  [Huba et al., 1977], где  $\Omega_{i,e}$  — ионная и электронная циклотронные частоты. Волновая активность в данном частотном диапазоне была обнаружена вблизи от ДФ в рамках спутниковых наблюдений [Sergeev et al., 2009; Deng et al., 2010; Khotyaintsev et al., 2011]. На рис. 5b показаны данные наблюдения ДФ двумя аппаратами THEMIS. Сверху вниз: измерения электростатического потенциала аппарата, измерения электрического поля в плоскости, перпендикулярной направлению спина спутника (измерения выполнены с частотой 128 Гц),  $B_z$  компонента и амплитуда магнитного поля. Как видно из рисунка, в непосредственной близости от ДФ наблюдается всплеск интенсивности электрических полей. Дрейфовая нижнегибридная мода отвечает за генерацию флуктуаций поперечного электрического поля, распространяющихся вдоль направления диамагнитного дрейфа, наличие которого вызвано присутствием градиента плазменного давления [Huba et al., 1977; Daughton, 1999]. Такие флуктуации могут отвечать за относительно медленный нагрев как ионов [Karney, 1978; Karney, 1979; Karimabadi et al., 1990], так и электронов [Cairns, McMillan, 2005]. Однако, следует отметить, что время взаимодействия заряженных частиц с флуктуациями электрического поля ограничено временем, которое частицы могут провести вблизи движущегося ДФ.

При движении фронта в фоновой плазме пространственная вариация поля  $B_z$  на фронте действует на электроны как нарастание  $B_z$  во времени. Для электронов изменение  $B_z$  со временем достаточно медленное, чтобы считать данный процесс адиабатическим. Как следствие, в игру вступает бетатронный и Ферми механизмы ускорения частиц [Tverskoy, 1969], действие которых приводит к росту перпендикулярной температуры электронов вблизи от ДФ. Если сама структура фронта остается стационарной или не подвергается растяжению за счет неоднородности движения, то доминирует нагрев электронов в перпендикулярном направлении [Fu et al., 2012c; Runov et al., 2013]. Как следствие, возникает нехарактерная для хвоста магнитосферы анизотропия температур с  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} > 1$ , которая приводит к раскачке вистлерных волн [Vedenov, Sagdeev, 1961]. Действительно, волны в этом частотном диапазоне наблюдаются в окрестности ДФ [Le Contel et al., 2009; Deng et al., 2010; Khotyaintsev et al., 2011; Huang et al., 2012; Panov et al., 2013a]. Вистлерные волны генерируются вблизи нейтральной плоскости токового слоя (в области минимума магнитного поля) и распространяются вдоль силовых линий. На рис. 5c приведены данные измерений двух спутников Cluster. Сверху вниз показаны:  $B_x$  компоненты магнитного поля,  $B_z$  компоненты магнитного поля, параллельная компо-



нента потока Пойнтинга в частотном диапазоне 20–180 Гц для двух спутников. Из рисунка видно, что оба спутника, находящиеся по разные стороны от ДФ, наблюдают волны, распространяющиеся от ДФ. При этом углы распространения вистлерных волн относительно внешнего магнитного поля могут достигать нескольких десятков градусов [Panov et al., 2013a]. Амплитуды таких волн достигают нескольких сотен пТл в магнитном поле и нескольких мВ/м в электрическом поле [Khotyaintsev et al., 2011; Panov et al., 2013a]. Как следствие, такие волны могут эффективно взаимодействовать с электронами, приводя к их рассеянию и нагреву.

### 3. Ускорение ионов

ДФ представляет собой структуру с характерными масштабами вариации магнитного поля  $B_z$ , сопоставимыми с гирорадиусом фоновых ионов [Ohtani et al., 2004; Sigsbee et al., 2005; Sergeev et al., 2009; Runov et al., 2011b; Schmid et al., 2011]. Таким образом, взаимодействие ионов с фронтом не может носить адиабатический характер, что, в целом, дополняет общую картину неадиабатической динамики ионов в хвосте земной магнитосферы [Artemyev, Zelenyi, 2013; Zelenyi et al., 2013]. Однако ускорение ионов может носить квазиадиабатический характер, при котором нарушение сохранения магнитного момента компенсируется сохранением квазиадиабатического инварианта движения [Büchner, Zelenyi, 1989]. В этом разделе мы рассмотрим три наиболее хорошо изученных механизма ускорения ионов при их взаимодействии с ДФ: 1) квазиадиабатическое ускорение, 2) ускорение при отражении от фронта и 3) резонансное ускорение ионов.

#### 3.1. Квазиадиабатическое ускорение

В серии работ [Birn et al., 2004; Ashour-Abdalla et al., 2011; Birn et al., 2012; Birn et al., 2013] исследовалось взаимодействие заряженных частиц с ДФ в самосогласованной конфигурации электромагнитных полей. Для этого использовались МГД-модели хвоста магнитосферы, в которых ДФ, сформированный в результате магнитного пересоединения, распространялся к Земле. Далее, в полученных динамических электромагнитных полях проводился расчет траекторий тестовых частиц. Результаты такого расчета показали, что ускорение ионов происходит подобно ускорению электронов, но без сохранения магнитного момента (см. рис. 6a). Основным механизмом ускорения ионов в рамках рассматриваемых моделей является механизм, схожий по своей природе с бетатронным механизмом ускорения замагниченных частиц. Динамика фронта предусматривает рост во времени амплитуды магнитного поля  $B_z$  и связанной с ним амплитуды электрического поля  $E_y$  [Birn et al., 2013]. Временные масштабы данных изменений сопоставимы (или больше) с гиропериодами ионов в хвосте магнитосферы. В результате ионы движутся в медленно растущем электрическом поле, что и приводит к росту их энергии [Birn et al., 2012; Birn et al., 2013].

Чтобы описать данный механизм ускорения, необходимо перейти от адиабатической теории ведущего центра (в целом применимой для электронов) к квазиадиабатической теории динамики частиц в магнитных полях, пространственный масштаб вариации которых меньше гирорадиуса ионов [Büchner, Zelenyi, 1986; Büchner, Zelenyi, 1989; Chen, 1992; Zelenyi et al., 2013]. В этом случае можно показать, что в системах с медленно меняющимися электромагнитными полями (временной масштаб изменения полей должен быть меньше периода квазипериодического движения ионов в неоднородном магнитном поле) вместо магнитного момента можно ввести квазиадиабатический инвариант, соответствующий усреднению по быстрым осцилляциям ионов в неоднородном магнитном поле [Büchner, Zelenyi, 1986; Büchner, Zelenyi, 1989]. При этом вместо инварианта баунс-осцилляций частиц вдоль силовых линий

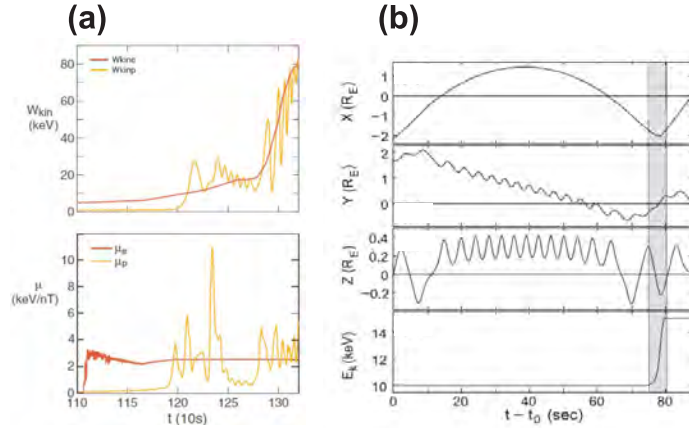


Рис. 6. Энергия  $W_{kin}$  и магнитный момент  $\mu$  иона и электрона вдоль траекторий частиц, полученных в рамках численного моделирования в работе [Birн et al., 2013] (a). Координаты и энергия иона вдоль траектории, полученной в рамках моделирования в работе [Zhou et al., 2010] (b). Серым цветом показана область взаимодействия иона с ДФ.

(так называемого второго адиабатического инварианта, см. [Northrop, 1963; Tverskoy, 1969]), в системе появляется второй квазиадиабатический инвариант, сохранение которого определяет траектории частиц на фазовой плоскости (энергия–время) (см. [Zelenyi et al., 1990b]). Можно показать, что сохранение квазиадиабатических инвариантов при наличии внешних электрических полей приводит к нагреву частиц, когда энергия растет при изменении магнитного поля по тем же законам, что и для классических бетатронного и Ферми механизмов [Vainchtein et al., 2005; Zelenyi et al., 2013]. Таким образом, набор энергии ионами в относительно медленно меняющихся магнитных полях, полученных в рамках глобальной МГД-модели, является, скорее всего, квазиадиабатическим: отсутствие сохранения классических адиабатических инвариантов не приводит к изменению среднего темпа набора энергии ионами по сравнению с замагниченными электронами [Birн et al., 2012; Birн et al., 2013].

### 3.2. Ускорение при отражении

Структура магнитного поля ДФ (наличие резкого скачка компоненты  $B_z$ ) имеет много общего со структурой классической квазиперпендикулярной ударной волны [Krasnoselskikh et al., 2013]. Соответственно, взаимодействие ионов с ДФ может приводить к их ускорению по аналогии с классическим дрейфовым механизмом ускорения на ударной волне (см. обзоры [Decker, Vlahos, 1985; Decker, 1988]). Однако разница в динамике потока ионов в окрестности ДФ и в ударной волне приводит к различным структурам электрического поля  $E_y$ , направленного вдоль фронта и вдоль ударной волны. Динамика ионов на ударной волне определяется однородным электрическим полем  $E_y$  с равными амплитудами до и после скачка магнитного поля. В случае ДФ ситуация несколько иная: мы имеем дело со структурой, движущейся в фоновой плазме с постоянной скоростью  $v_\phi$ . Как следствие, эта структура создает локализованное электрическое поле  $E_y \sim v_\phi B_z$  (см. раздел 1). В результате, взаимодействие ионов с ДФ носит характер взаимодействия эластичного шарика и движущейся стенки (см. аналогию с взаимодействием ионов и токового слоя [Shabansky, 1971]). Ионы налетают на ДФ, двигаясь по силовым линиям магнитного поля токового слоя, и отражаются от фронта. Если начальная энергия ионов была достаточно мала, то такое отражение приведет к набору энергии  $\sim 2v_\phi^2 m$ , т. е.



ион покинет окрестности ДФ, двигаясь со скоростью  $2v_\phi$  в том же направлении, в котором движется фронт. Если начальная энергия иона была сопоставима (или больше)  $\sim 2v_\phi^2 m$ , то ускорение носит чуть более сложный характер, но суммарная энергия после отражения от фронта также вырастает за счет движения частиц вдоль поля  $E_y$  при отражении от фронта [Zhou et al., 2010]. Такие «отраженные» ионы формируют поток ускоренных частиц, наблюдаемых до появления самого фронта и называющихся «предвестниками» фронта [Sergeev et al., 2009; Zhou et al., 2011]. Пример траектории отраженного иона представлен на рис. 6b.

Интересный факт был отмечен в работах [Zhou et al., 2012b; Zhou et al., 2012a], в которых изучалось поведение отраженных ионов на большом расстоянии от ДФ. Было показано, что отражаясь от фронта и набирая энергию, ионы могут покидать окрестность токового слоя за счет движения вдоль силовых линий магнитного поля, т. е. ускоренные ионы обладают достаточно малыми значениями питч-углов или, что эквивалентно, малыми значениями квазиadiaбатического инварианта [Büchner, Zelenyi, 1989]. В результате, ДФ может рассматриваться как источник быстрых потоков ионов, наблюдаемых на границе плазменного слоя [Grigorenko et al., 2011]. Ранее, источниками таких потоков считалось квазиadiaбатическое ускорение ионов в токовом слое за счет электрического поля конвекции [Ashour-Abdalla et al., 1992; Grigorenko et al., 2007; Dolgonosov et al., 2010] или ускорение ионов в окрестности области пересоединения силовых линий магнитного поля [Grigorenko et al., 2009].

Дополнительную информацию об эффекте отражения ионов можно получить в рамках самосогласованного моделирования [Wu, Shay, 2012] или при исследовании статистических закономерностей этого процесса [Ukhorskiy et al., 2013]. Так, моделирование взаимодействия ДФ с большим ансамблем частиц выявило ряд интересных закономерностей процесса ускорения. Возможность частицы провзаимодействовать с ДФ несколько раз (т. е. эффект многократного отражения от фронта) существенным образом зависит от гирофазы частицы. Более того, для траекторий с многократным отражением происходит медленное проникновение частиц за фронт, в область с обратным градиентом магнитного поля  $B_z$  [Ukhorskiy et al., 2013]. Если после перехода через фронт частица не покидает область ДФ (за счет конечных масштабов ДФ вдоль оси  $y$  или за счет рассеяния частицы и движения вдоль силовых линий), то часть набранной энергии теряется при движении в поле  $B_z$  с обратным ( $\partial B_z / \partial x > 0$ ) градиентом.

### 3.3. Резонансное ускорение ионов

Для достаточно энергичных ионов ДФ представляет собой структуру, у которой характерный масштаб вариации магнитного поля меньше гирорадиуса иона, а скорость распространения сопоставима с тепловой скоростью ионов. Такая структура, при наличии определенной конфигурации магнитного поля, может взаимодействовать с ионами в резонансном режиме. Так для электростатических волн хорошо известен эффект серфотронного ускорения [Katsouleas, Dawson, 1983; Erokhin et al., 1989; Itin et al., 2000]. Этот эффект заключается в том, что электростатическое поле волны компенсирует силу Лоренца, действующую на частицу со стороны внешнего магнитного поля. В результате размагнитненная частица может свободно двигаться вдоль фронта волны и набирать энергию за счет электрического поля конвекции, связанного с движением поперек внешнего магнитного поля. Аналогичный механизм ускорения частиц может быть реализован и в системе с электромагнитной волной, амплитуда которой достаточно велика, чтобы компенсировать внешнее магнитное поле [Takeuchi et al., 1987; Chernikov et al., 1992; Neishtadt et al., 2009]. Более того, серфотронное ускорение реализуется и в случае, когда в системе вместо монохро-

матической волны присутствует солитоноподобная уединенная структура [Vasiliev, 2002; Takeuchi, 2005; Takeuchi, 2008]. Таким образом, есть все основания полагать, что ДФ, распространяясь во внешнем магнитном поле, может привести к серфотронному ускорению частиц. Этому вопросу посвящены следующие два подраздела.

**Ускорение в нейтральной плоскости.** В этом разделе мы рассмотрим взаимодействие ДФ с ионами вблизи нейтральной плоскости токового слоя, где влиянием поля токового слоя  $B_x$  на динамику частиц можно пренебречь. Это можно сделать для частиц с большими питч-углами, точки отражения которых находятся внутри токового слоя. Кроме того, данное упрощенное рассмотрение позволит описать все основные эффекты резонансного взаимодействия без дополнительных предположений о динамике частиц вдоль оси  $z$ .

Раздел состоит из четырех частей. В первой части рассматривается простейшая конфигурация электромагнитных полей с внешним однородным магнитным полем, направленным вдоль оси  $z$ , и полем ДФ, распространяющегося вдоль оси  $x$ . Вторая часть посвящена эффектам неперпендикулярного (косого) распространения фронта относительно внешнего магнитного поля. В третьей части разбирается влияние высокочастотных флуктуаций магнитного поля на резонансное ускорение ионов ДФ. В четвертой части мы обсуждаем роль кривизны фронта в ускорении заряженных ионов. Основные результаты, представленные в этом разделе, могут быть дополнены результатами, полученными для тех же конфигураций магнитного поля, но в системе с периодической волной вместо ДФ (см. [Vasiliev et al., 2012]).

*Перпендикулярное распространение.* Исследуем динамику частиц на плоскости  $(x, y)$  в системе с магнитным полем  $B_z = B_0 + \delta B_z(x - v_\phi t)$   $\delta E_y = -(v_\phi/c)\delta B_z$ , где  $B_0$  — фоновое поле и  $\delta B_z, \delta E_y$  — электромагнитные поля ДФ. Выбор зависимости  $\delta B_z$  от фазы  $\phi = (x - v_\phi t)/L$  ( $L$  — толщина фронта) должен соответствовать экспериментальным наблюдениям. Мы используем относительно простую функцию  $\delta B_z = -\delta \bar{B}_z f(\phi)$  с  $f = \phi \exp(-(\phi + \phi_0)^2)$  и амплитудой  $\delta \bar{B}_z$  [Artemyev et al., 2012c], где  $\phi_0$  — константа, определяющая форму зависимости  $f$  от  $\phi$  (см. рис. 7а). Как видно из графика функции, при достаточно большой амплитуде  $\delta \bar{B}_z$  график суммарного поля  $B_z$  проходит через ноль. При этом из-за наличия внешнего постоянного поля  $B_0$ , нули поля  $B_z$  и  $\delta E_y$  разнесены в пространстве. То есть в пространстве существуют кривая (линия вдоль оси  $y$ ), на которой суммарное магнитное поле обращается в ноль, а электрическое поле не равно нулю. Именно наличие таких областей определяет возможность резонансного взаимодействия ионов с ДФ.

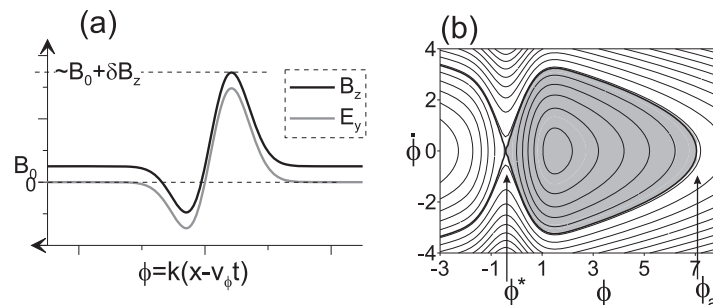


Рис. 7. Профили суммарного магнитного поля  $B_0 + \delta B_z$  и электрического поля ДФ (а). Фазовый портрет системы (2) на плоскости  $(\phi, \dot{\phi})$  (б). Серым цветом показана область, ограниченная сепаратрисой. Рисунок взят из работы [Artemyev et al., 2012c]

Система уравнений, описывающая динамику частицы с зарядом  $q$  и массой  $m$  в рассматриваемой системе выглядит следующим образом [Artemyev et al., 2012c]:

$$\begin{cases} \dot{v}_x = \Omega_0 (1 - hf(\phi)) v_y, \\ \dot{v}_y = -\Omega_0 hf(\phi) v_\phi - \Omega_0 (1 - hf(\phi)) v_x, \end{cases} \quad (1)$$

где мы используем гирочастоту  $\Omega_0 = qB_0/mc$  и параметр  $h = \delta\bar{B}_z/B_0$ . Здесь мы пренебрегли движением частицы вдоль внешнего поля (вдоль оси  $z$ ), полагая питч-угол частицы достаточно большим.

Вдали от фронта ( $\phi \gg 1$ ) функция  $f(\phi) \sim 0$ , и мы получаем ларморовское вращение частицы  $\dot{v}_x = \Omega_0 v_y$ ,  $\dot{v}_y = -\Omega_0 v_x$ . При приближении фронта, частица начинает с ним взаимодействовать. Данное взаимодействие может носить резонансный характер, если выполнены соответствующие условия на параметры системы: амплитуда скорости частицы  $v_0 = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$  должна быть больше скорости распространения фронта  $v_\phi$ . В этом случае возможен черенковский резонанс  $\dot{\phi} = 0$  (т. е.  $v_x \approx v_\phi$ ). В окрестности этого резонанса динамику частицы можно описать следующей системой:

$$\begin{cases} \ddot{\phi} = \Omega_0 L^{-1} (1 - hf(\phi)) v_y, \\ \dot{v}_y = -\Omega_0 v_\phi, \end{cases} \quad (2)$$

которая получена из системы (1) подстановкой  $v_x = L\dot{\phi} - v_\phi$ . При этом во втором уравнении системы мы положили  $\dot{\phi} = 0$ , а первое уравнение описывает осцилляции  $\phi$  вокруг резонансного значения.

Толщина ДФ, как правило, меньше ионного гирорадиуса фоновых частиц и, как следствие, существенно меньше гирорадиуса горячих ионов ( $\sim 10$  кэВ). Таким образом,  $v_0/\Omega_0 \gg L$ , и фаза  $\phi$  изменяется во времени существенно быстрее компонент скорости частицы. Поэтому первое уравнение системы (2) можно рассматривать при «замороженном» значении  $v_y$ , медленное изменение которого описывается вторым уравнением системы (2).

Фазовый портрет системы (1) на плоскости  $(\phi, \dot{\phi})$  показан на рис. 7b. Это стандартный вид фазового портрета для систем, описывающих явления захвата в резонанс [Arnold et al., 2006]. Как видно из рисунка, в системе существуют траектории двух типов: 1) замкнутые траектории, пересекающие ось  $\dot{\phi} = 0$  дважды за один оборот и 2) разомкнутые траектории, которые пересекают ось  $\dot{\phi} = 0$  только один раз. Кривая, разделяющая на плоскости  $(\phi, \dot{\phi})$  эти траектории, называется сепаратрисой. Частица, движущаяся по замкнутой траектории, осциллирует вокруг оси  $\dot{\phi} = 0$ . При усреднении по этим осцилляциям мы получим, что для частицы выполняется условие черенковского резонанса. Такие частицы называются захваченными, и в рассматриваемой системе они ускоряются вдоль фронта — второе уравнение (2) дает  $v_y \sim v_\phi \Omega_0 t$ . Возможность захвата новых частиц в такой режим ускорения определяется возможностью перехода частиц с траекторий типа 2) на траектории типа 1). Такой переход происходит, если площадь, ограниченная сепаратрисой, растет во времени при медленном изменении  $v_y$ . Для системы (2) можно показать, что условие роста площади, ограниченной сепаратрисой, выполняется в окрестности резонанса, если в этой точке скорость частицы  $v_y < 0$  [Artemyev et al., 2012c]. При этом захват частицы в режим ускорения носит вероятностный характер — при прохождении через резонанс  $\dot{\phi} = 0$  частица может быть захвачена с вероятностью  $\Pi \sim \sqrt{L\Omega_0/v_0}$ , где  $L\Omega_0/v_0 \ll 1$  [Arnold et al., 2006].

Пример захвата частицы ДФ в режим ускорения представлен на рис. 8. Изначально частица вращается по ларморовской окружности, затем ДФ приближается

к частице и она оказывается захваченной. После захвата частица начинает двигаться вместе с ДФ (ее скорость  $v_x$  осциллирует вокруг значения  $v_\phi$ ) и ускоряется вдоль фронта (скорость  $v_y$  растет линейно со временем, а энергия частицы растет как  $\sim t^2$ ). Это пример захвата частицы в режим серфотронного ускорения. При этом конфигурация ДФ играет в этом явлении второстепенную роль (достаточно наличия области обращения в ноль суммарного магнитного поля) — такой же захват и ускорение имеет место в системе с периодической волной  $f(\phi) \sim \sin \phi$  [Neishtadt et al., 2009].

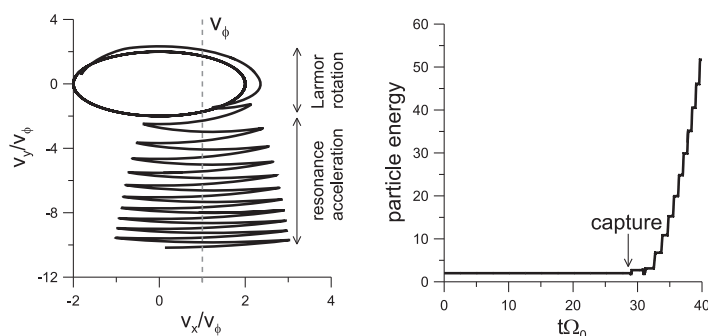


Рис. 8. Траектория частицы на плоскости скоростей (скорости нормированы на скорость ДФ,  $v_\phi$ ) и энергия частицы в зависимости от времени (энергия нормирована на  $v_\phi^2 m/2$ , частота  $\Omega_0 = qB_0/mc$ ). Рисунок взят из работы [Artemyev et al., 2012c]

В работе [Artemyev et al., 2012c] было показано, что рассматриваемый механизм резонансного ускорения ионов может объяснить наблюдаемые вблизи от ДФ ускоренные частицы с энергиями порядка  $\sim 100$  кэВ. При этом пространственный масштаб фронта вдоль оси  $y$  (вдоль направления ускорения частиц) должен составлять порядка 2–4 радиусов Земли. Эта оценка хорошо согласуется с прямыми наблюдениями и численным моделированием (см. раздел 1).

*Косое распространение.* В хвосте земной магнитосферы скорость распространения ДФ, помимо основной компоненты вдоль оси  $x$ , часто имеет компоненту вдоль оси  $y$  [Hwang et al., 2011]. При этом вблизи нейтральной плоскости токового слоя иногда наблюдают крупномасштабное квазистационарное поле  $B_y$  [Petrukovich, 2011]. В этом случае ДФ распространяется под углом к внешнему магнитному полю. К эффекту косоугольного распространения ДФ также приводит наличие наклона нейтральной плоскости токового слоя на флангах магнитосферы [Petrukovich, 2009]. В этом разделе мы рассмотрим влияние такого косоугольного распространения на ускорение частиц, основываясь на работе [Vasilev et al., 2011].

Мы рассматриваем систему с внешним магнитным полем  $\{0, B_y, B_z\}$  и ДФ, распространяющимся с фазой  $\phi = (x \cos \beta + y \sin \beta - v_\phi t)/L$ . Сначала повернем систему координат вокруг оси  $x$  против часовой стрелки на угол  $\alpha_1$  ( $\tan \alpha_1 = B_y/B_z$ ). В этом случае в новой системе координат магнитное поле будет иметь единственную компоненту  $B'_z = B_z/\cos \alpha_1 = \sqrt{B_z^2 + B_y^2}$ , а ДФ будет распространяться с фазой  $\phi = (x \cos \beta + y' \sin \beta \cos \alpha_1 - z' \sin \alpha_1 - v_\phi t)/L$ . Затем повернем новую систему координат вокруг оси  $z'$  на угол  $\alpha_2$  против часовой стрелки ( $\tan \alpha_2 = \tan \beta \cos \alpha_1$ ). В конечной системе координат ДФ будет распространяться с фазой  $\phi = (x'' \cos \beta \cos \alpha_2 - z'' \sin \alpha_1 - v_\phi t)/L$ . Фазу  $\phi$  можно переписать в следующем виде:  $\phi = (x'' \cos \theta + z'' \sin \theta - v''_t t)/L''$ , где  $\tan \theta = -\sin \alpha_1/\cos \beta \cos \alpha_2$ ,  $v''_t = v_\phi \sqrt{(\cos \beta \cos \alpha_2)^2 + \sin^2 \alpha_1}$  и  $L'' = L \sqrt{(\cos \beta \cos \alpha_2)^2 + \sin^2 \alpha_1}$ . Далее мы будем

использовать обозначения всех величин без двойного штриха. В результате мы получим систему с единственной компонентой внешнего магнитного поля  $B_z = B_0$  и ДФ, распространяющимся под углом  $\theta$  к этому полю.

Уравнения движения частицы в такой системе имеют вид

$$\begin{cases} \dot{v}_x = \Omega_0 (1 - hf(\phi) \cos \theta) v_y, \\ \dot{v}_y = -\Omega_0 hf(\phi) v_\phi + \Omega_0 hf(\phi) v_z \sin \theta - \Omega_0 (1 - hf(\phi) \cos \theta) v_x, \\ \dot{v}_z = -\Omega_0 hf(\phi) \sin \theta v_y. \end{cases} \quad (3)$$

Интеграл от второго уравнения по времени выглядит следующим образом:

$$v_y = v_{0y} - \Omega_0 x + \Omega_0 L h \hat{f}(\phi), \quad (4)$$

где  $\hat{f}(\phi) = \int f(\phi) d\phi$  и  $v_{0y} = \text{const}$  — константа интегрирования. Условие резонанса Черенкова  $\dot{\phi} = 0$  принимает вид  $v_x \cos \theta + v_z \sin \theta - v_\phi = 0$ . Вблизи резонанса система (3) может быть переписана в следующем виде (по аналогии с системой (2)):

$$\ddot{\phi} = L^{-1} \Omega_0 (\cos \theta - hf(\phi)) v_y. \quad (5)$$

При  $h > \cos \theta$  фазовый портрет уравнения (5) по типу тот же, что и на рис. 7б. Предполагая, как и в прошлом разделе, что фаза  $\phi$  меняется существенно быстрее компонент скорости, рассмотрим медленную эволюцию  $v_y$  в системе, усредненной по быстрым колебаниям  $\phi$  вокруг резонанса  $\dot{\phi} = 0$ . В этом случае  $\dot{v}_y = -\Omega_0 v_x + \Omega_0 L h f(\phi) \dot{\phi} \approx -\Omega_0 v_x$ . Подставляя соотношение между скоростями  $v_x$  и  $v_z$  из условия резонанса, запишем выражение для второй производной по времени от  $v_y$

$$\ddot{v}_y = -\Omega_0 \dot{v}_x = -\Omega_0 v_z \operatorname{tg} \theta \doteq \Omega_0^2 h \bar{f} \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} v_y, \quad (6)$$

где  $\bar{f}$  — значение  $f(\phi)$ , усредненное по колебаниям  $\phi$ . Таким образом, мы получили уравнение линейного осциллятора для компоненты скорости  $v_y$ . Решение этого уравнения —  $v_y \sim \sin(\Omega t)$ , где  $\Omega$  задается выражением

$$\Omega = \Omega_0 \sqrt{h \bar{f} \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta}}.$$

Можно заметить существенную разницу в системах (1) и (3): в случае перпендикулярного распространения компонента скорости  $v_y$  растет со временем линейно, а в случае косоугольного распространения  $v_y$  сначала растет, а потом уменьшается (одна система переходит в другую при  $\theta \rightarrow 0$ ). Из-за периодического поведения  $v_y \sim \sin(\Omega t)$  частица через определенный момент времени будет иметь то же значение  $v_y$ , что и в момент захвата  $v_y^{\text{esc}} = v_y^{\text{cap}}$ . В этот момент частица должна выбраться из захвата (см. детальное описание системы в [Vasiliev et al., 2011]). При этом можно отметить, что  $\dot{v}_y \sim \cos(\Omega t)$ . Тогда  $\dot{v}_y^{\text{esc}} = -\dot{v}_y^{\text{cap}}$ . Учитывая связь  $\dot{v}_y = -\Omega_0 v_x$ , получаем, что  $v_x^{\text{esc}} = -v_x^{\text{cap}}$ . Таким образом, абсолютные значения компонент скорости  $v_x$ ,  $v_y$  до захвата и после выброса из захвата одинаковы. Иная ситуация с компонентой  $v_z = v_\phi / \sin \theta - v_x / \operatorname{tg} \theta$ . Если в момент захвата компонента  $v_z$  имела значение  $v_z^{\text{cap}}$ , то в момент выброса из захвата значение этой компоненты задается выражением

$$v_z^{\text{esc}} = \frac{2v_\phi}{\sin \theta} - v_z^{\text{cap}}. \quad (7)$$

Соответствующий набор энергии  $W = m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/2$  определяется соотношением

$$\Delta W = \frac{2mv_\phi^2}{\sin^2 \theta} \left( 1 - \frac{v_z^{\text{cap}}}{v_\phi} \sin \theta \right) \quad (8)$$

На рис. 9а представлен пример траектории частицы в трехмерном пространстве. Изначально частица вращается по ларморовской окружности, затем происходит захват и частица движется вместе с ДФ. После выброса из захвата частица движется по такой же ларморовской окружности в плоскости, перпендикулярной магнитному полю (перпендикулярная энергия  $\sim v_x^2 + v_y^2$  не изменилась). При этом частица набрала определенную энергию, полностью сконцентрированную в компоненте скорости  $v_z$  (рис. 9б). В работе [Vasiliev et al., 2011] показано, что энергия, набранная частицей при численном моделировании, зависит от параметров системы ( $v_\phi, \theta$ ) в соответствии с формулой (8).

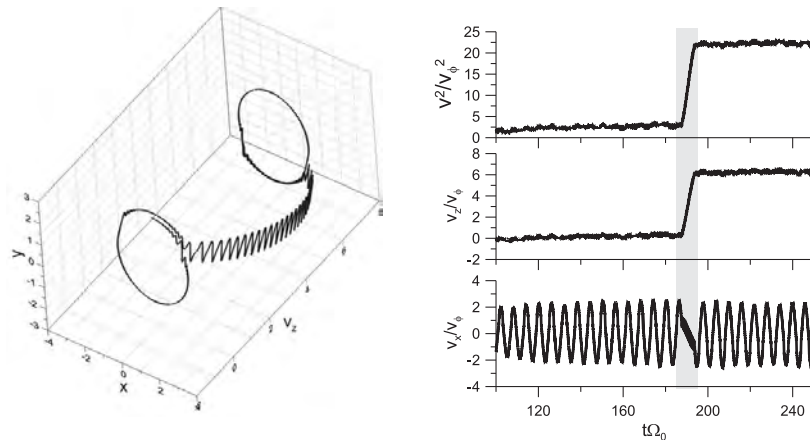


Рис. 9. Траектория частицы в фазовом пространстве (скорости нормированы на скорость ДФ,  $v_\phi$ , координаты нормированы на гирорадиус в поле  $B_0$  в начальный момент времени) и энергия частицы в зависимости от времени (энергия нормирована на  $v_\phi^2 m/2$ , частота  $\Omega_0 = qB_0/mc$ ). Рисунок взят из работы [Vasiliev et al., 2011]

Таким образом, резонансное ускорение ионов ДФ при наличии компоненты скорости фронта вдоль направления внешнего магнитного поля отличается от перпендикулярного распространения ограничением на время резонансного взаимодействия  $\sim \Omega^{-1}$ . Кроме того, ускорение частицы в системе с косым распространением ДФ приводит к росту скорости частицы вдоль направления магнитного поля. Как следствие, такое ускорение должно приводить к быстрому выбросу частицы из нейтральной плоскости токового слоя. Действительно, численное моделирование распространения ДФ в реалистичной модели магнитосферы показывает, что даже частицы, которые в начальный момент времени имели нулевые компоненты скорости вдоль внешнего магнитного поля, покидают нейтральную плоскость токового слоя (после ускорения ДФ) за счет наклона нейтральной плоскости на флангах магнитосферы [Ukhorskiy et al., 2013].

*Эффект флуктуаций магнитного поля.* Как было показано в разделе 2, в окрестности ДФ наблюдается рост интенсивности высокочастотных флуктуаций электромагнитного поля. Такие флуктуации могут способствовать разрушению тонкого резонансного механизма ускорения ионов. Данный эффект рассмотрен в работе [Artemyev et al., 2011] и обсуждается в этом разделе.

Для описания динамики иона, захваченного в резонанс, в присутствии высокочастотных флуктуаций магнитного поля мы выберем относительно простую модель. Мы полагаем, что флуктуации магнитного поля  $\tilde{B}_z$  описываются стохастическим процессом с нулевой длиной корреляции и временем обновления  $\tau$ , т. е. на интервале



времени  $\tau$  поле  $\tilde{B}_z$  постоянно, а затем оно меняется случайным образом в соответствии со своим распределением. Амплитуда флуктуаций  $\sqrt{\text{Var}(\tilde{B}_z)} \ll B_0$ , где  $\text{Var}$  — дисперсия распределения  $\tilde{B}_z$  (мы полагаем, что у этого распределения нулевое среднее — ненулевое среднее распределения может быть включено во внешнее поле  $B_0$ ).

Мы будем рассматривать простейший случай перпендикулярного распространения ДФ относительно внешнего магнитного поля. Флуктуации магнитного поля высокочастотные, т. е. время  $\tau$  много меньше характерного времени ускорения  $\Omega_0^{-1}$  и времени движения частицы на плоскости  $(\phi, \dot{\phi})$  составляет  $\Omega_\phi^{-1}$ , где  $\Omega_\phi \approx \Omega_0 \sqrt{v_y/\Omega_0 L}$  [Artemyev et al., 2011].

Для описания эффекта флуктуаций магнитного поля нам потребуется детальное рассмотрение динамики частицы в захвате. Как показано на рис. 7b, захваченная частица движется по замкнутой траектории на плоскости  $(\phi, \dot{\phi})$ . При этом данное движение достаточно быстрое, чтобы считать изменение скорости  $v_y$  несущественным на одном периоде колебаний фазы  $\phi$ . В этом случае система (2) представляет собой классическую одномерную периодическую систему с медленным параметром. Для такой системы мы можем ввести адиабатический инвариант, как площадь, ограниченную траекторией на плоскости  $(\phi, \dot{\phi})$ ,  $I = \int \dot{\phi} d\phi$  [Landau, Lifshitz, 1988]. Сохранение этого инварианта обеспечивает устойчивое ускорение частицы в резонансе: площадь, ограниченная траекторией на плоскости  $(\phi, \dot{\phi})$ , сохраняется, а площадь, ограниченная сепаратрисой, растет. В результате, захваченная частица удаляется от сепаратрисы, и уже не может пересечь ее и выбраться из резонанса. Однако флуктуации магнитного поля  $\tilde{B}_z$  могут изменить эту ситуацию.

При наличии флуктуаций магнитного поля система (2) принимает вид

$$\begin{cases} \ddot{\phi} = \Omega_0 L^{-1} (1 - hf(\phi) + \Gamma(t)) v_y, \\ \dot{v}_y = -\Omega_0 v_\phi (1 + \Gamma(t)), \end{cases} \quad (9)$$

где  $\Gamma(t) = \tilde{B}_z(t)/B_0 \ll 1$ . Далее мы пренебрежем слагаемым  $\Gamma(t)$  во втором уравнении системы (9).

В соответствии с определением адиабатического инварианта, частота осцилляций частицы на плоскости  $(\phi, \dot{\phi})$  определяется выражением  $\Omega_\phi = 2\pi(dH_\phi/dI)$  [Landau, Lifshitz, 1988], где  $H_\phi$  — гамильтониан первого уравнения системы (9),

$$H_\phi = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + \frac{\Omega_0 v_y}{L} (\phi - hf(\phi) + \phi \Gamma(t)). \quad (10)$$

За малый интервал времени  $\tau$  малое изменение адиабатического инварианта за счет флуктуаций магнитного поля можно оценить из соотношения  $\Delta I = 2\pi \Delta H_\phi / \Omega_\phi$ , где  $\Delta H_\phi$  определяется из (9) как

$$\Delta H_\phi \approx \Delta \phi \frac{\Omega_0 v_y}{L} \Gamma(t) \approx \dot{\phi} \tau \frac{\Omega_0 v_y}{L} \Gamma(t). \quad (11)$$

Как следствие, скачок адиабатического инварианта в момент времени  $t_i = i\tau$  ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) задается соотношением

$$\Delta I_i \approx \dot{\phi}(t_i) \frac{2\pi}{\Omega_\phi} \frac{\Omega_0 v_y(t_i)}{L} \Gamma(t_i) \tau. \quad (12)$$

Рассмотрим поведение инварианта за один период осцилляций на плоскости  $(\phi, \dot{\phi})$ . За это время скорость  $v_y$  почти не меняется. Тогда среднее значение скачка  $\langle \Delta I \rangle$  определяется средним значением  $\dot{\phi}$  и средним значением  $\Gamma(t)$ . Так как  $\Gamma(t)$



случайный процесс, нескоррелированный с изменением  $\dot{\phi}$ , то и среднее значение от  $\Gamma$ , и среднее значение от  $\dot{\phi}$  равны нулю. Как следствие,  $\langle \Delta I \rangle = 0$ . Следовательно, мы можем вычислить дисперсию распределения значений  $\Delta I_i$

$$\text{Var}(\Delta I_i) \approx \left( \frac{2\pi}{\Omega_\phi} \frac{\Omega_0 v_y \tau}{L} \right)^2 \text{Var}(\Gamma(t_i)) \text{Var}(\dot{\phi}(t_i)). \quad (13)$$

Мы введем величину  $\sigma = \text{Var}(\Gamma(t_i))$  для обозначения дисперсии распределения величин  $\Gamma(t_i)$  и запишем выражение для  $\text{Var}(\dot{\phi}(t_i))$

$$\text{Var}(\dot{\phi}(t_i)) \approx \frac{\Omega_\phi}{2\pi} \oint \dot{\phi}^2 dt = \frac{\Omega_\phi}{2\pi} \oint \dot{\phi} d\phi = \frac{\Omega_\phi}{2\pi} I. \quad (14)$$

Используя определение частоты  $\Omega_\phi$ , получаем выражение для  $\text{Var}(\Delta I_i)$

$$\text{Var}(\Delta I_i) \approx 2\pi \Omega_0^3 \left( \frac{v_y}{\Omega_0 L} \right)^{3/2} \sigma \tau^2 I. \quad (15)$$

Таким образом, инвариант  $I$  изменяется случайным образом с шагом  $\Delta I$ , где распределение шагов  $\Delta I$  обладает нулевым средним и ненулевой дисперсией, зависящей от значения  $I$  в соответствии с формулой (15). В результате, в среднем во времени величина  $I$  растет (инвариант является положительно определенной величиной). Если в определенный момент времени величина инварианта достигнет значения площади  $S$ , ограниченной сепаратрисой, то частица должна будет покинуть резонанс.

Изменение инварианта  $I$  носит диффузионный характер. То есть, если мы определим функцию распределения по инвариантам для захваченных частиц  $\Psi(I)$ , то ее эволюция под действием случайного поля  $\tilde{B}_z$  будет описываться уравнением диффузии с коэффициентом диффузии  $D = \text{Var}(\Delta I_i)/\tau$  (см. подробнее в работе [Artemyev et al., 2011]). Таким образом, среднее значение инварианта  $I$  растет со временем как  $\sim \sqrt{Dt}$ , т. е.  $I \sim (D/I)t$ , где

$$\frac{tD}{I} \approx 2\pi \Omega_0^2 \left( \frac{v_\phi}{\Omega_0 L} \right)^{3/2} \sigma \tau (\Omega_0 t)^{5/2}. \quad (16)$$

Здесь мы использовали выражение для скорости частицы в резонансе  $v_y \sim \Omega_0 v_\phi t$ . При этом площадь, ограниченная сепаратрисой, растет со временем как  $S \sim \sqrt{h\Omega_0 v_y/L} \sim \Omega_0 \sqrt{h t v_\phi/L}$  (см. [Artemyev et al., 2010]). Таким образом, площадь  $S \sim t^{1/2}$  внутри сепаратрисы растет существенно медленнее среднего значения инварианта  $\sim t^{5/2}$  (16) и, как следствие, захваченные частицы должны покидать резонанс после определенного времени. Пример такой траектории представлен на рис. 10. Изначально частица вращается по ларморовской окружности. Потом она захватывается ДФ и движется с набором энергии. При этом из-за флуктуаций магнитного поля инвариант частицы  $I$  испытывает случайные скачки (см. рис. 10б). Как только инвариант становится больше, чем площадь, ограниченная сепаратрисой, частица покидает резонанс с набранной энергией.

Можно оценить максимальную энергию, которую может набрать частица в системе с флуктуациями магнитного поля. Для этого получим оценку максимального времени, которое частица проводит в резонансе,  $t_{\max}$ . Это время определяется из равенства  $t_{\max} D/I \approx S$ :

$$t_{\max} \approx \frac{1}{\Omega_0} \sqrt{\frac{Lh}{2\pi\sigma v_\phi \tau}}. \quad (17)$$

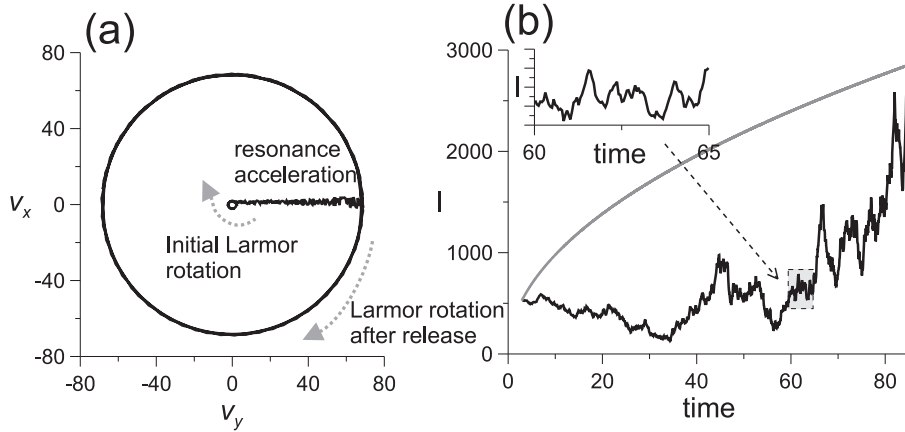


Рис. 10. Траектория частицы на плоскости  $(v_x, v_y)$  (а). Эволюция значения адиабатического инварианта во времени (для интервала времени, соответствующего движению в резонансе), и эволюция значения площади, ограниченной сепаратрисой на плоскости  $(\phi, \dot{\phi})$  (показана серым цветом) (б). Рисунок взят из работы [Artemyev et al., 2011]

Соответствующая энергия, набираемая ионами, определяется соотношением  $v_y^2 \sim (v_\phi \Omega_0 t_{\max}) \sim Lh v_\phi / \sigma \tau$ . В работе [Artemyev et al., 2011] были проверены все основные зависимости энергии от параметров системы.

Если размер ДФ вдоль направления ускорения частицы (вдоль  $y$ ) ограничен масштабом  $R_y$ , то максимальная энергия, набираемая частицей в системе без флуктуаций магнитного поля определяется произведением  $\sim R_y \Omega_0 v_\phi$  [Artemyev et al., 2012c]. Сравнивая две оценки на максимальную энергию, найдем критическое значение для спектральной плотности флуктуаций магнитного поля  $P_w = B_0^2 \sigma \tau$ , при которых частица покинет резонанс из-за флуктуаций поля раньше, чем наберет максимально возможную энергию,  $P_w \sim B_0^2 Lh / \Omega_0 R_y$ . Для условий в хвосте земной магнитосферы  $\Omega_0 \sim 1$  Гц,  $h \sim 10-20$  и отношение  $L/R_y \sim 1/25$ . Тогда  $P_w \sim 1$  нТ<sup>2</sup>/Гц. Эта величина, как правило, превосходит уровень флуктуаций магнитного поля вблизи от ДФ. Как следствие, наблюдаемые флуктуации не могут значительно уменьшить энергию, набираемую резонансными ионами.

*Эффект кривизны фронта.* В этом разделе мы обсудим роль кривизны фронта в плоскости  $(x, y)$ . Численные модели (в основном МГД, см. [Birn et al., 2011; Ashour-Abdalla et al., 2011; Birn et al., 2013]) и интерпретация спутниковых наблюдений указывают, что ДФ в плоскости  $(x, y)$  обладает положительной кривизной, т. е. линия фронта в первом приближении может быть представлена параболой  $x \sim -y^2$ .

На рис. 11 представлена амплитуда компоненты  $B_z$  магнитного поля в плоскости  $(x, y)$ , полученная в МГД-моделировании [Ashour-Abdalla et al., 2011]. В рамках данного моделирования рассматривалась генерация и распространение к Земле двух ДФ (на картинке они соответствуют двум локальным максимумам  $B_z$ , расположенным на  $x \sim -9R_E$  и  $x \sim -12R_E$ ). Из рисунка видно, что ДФ, расположенный в момент построения рисунка на  $x \sim -9R_E$ , обладает положительной кривизной фронта с радиусом кривизны  $R \sim 3R_E$ . К похожим оценкам масштаба и геометрии структуры приводят данные спутниковых наблюдений (см. работы [Angelopoulos et al., 1996; Sergeev et al., 1996; Nakamura et al., 2004; Panov et al., 2010b; Liu et al., 2013] и рис. 11b). На рис. 11b показана схема положения силовых линий магнитного поля (отмечены цифрами) и линий тока, текущих вдоль ДФ.

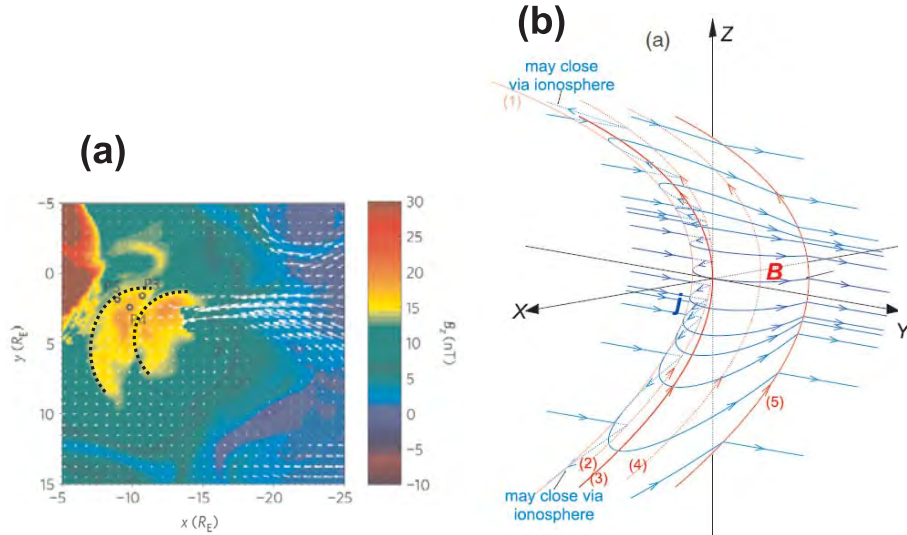


Рис. 11. Амплитуда магнитного поля  $B_z$  в плоскости  $(x, y)$  по данным МГД-моделирования [Ashour-Abdalla et al., 2011], см. также [Ashour-Abdalla et al., 2013] (a). Схема структуры ДФ по данным спутниковых измерений [Liu et al., 2013] (b)

Таким образом, мы имеем дело со следующей структурой ДФ:  $\delta B_z \sim f(\phi)$ , где  $\phi \sim x + y^2/2R - v_\phi t$ . При этом, масштаб  $R$  много больше толщины ДФ и гирорадиуса частицы в поле  $B_0$ . В работах [Bulanov, Sakharov, 1986; Bulanov, Sakharov, 2000] показано, что такая структура фронта приводит к неустойчивости движения ускоряемых частиц и, как следствие, к ограничению времени ускорения. Так, для плоского фронта уравнение на  $y$ -координату частицы в резонансе имеет вид  $\ddot{y} = -v_\phi \Omega_0$  (см. систему (2)). Решением этого уравнения будет движение вдоль фронта с растущей скоростью  $\dot{y} = -v_\phi \Omega_0 t$ . Для ДФ с ненулевой кривизной уравнение для координаты захваченной частицы принимает вид

$$\ddot{y} = -\Omega_0 v_\phi + \Omega_0 \dot{y} \frac{y}{R}. \quad (18)$$

Считая, что эффект кривизны фронта можно учесть как поправку к движению частицы, в нелинейное слагаемое уравнения (18) можно подставить  $y = y_0 + \delta y$  с  $\dot{y}_0 = -v_\phi \Omega_0 t$  и получить следующее решение для  $\delta y$  (см. [Bulanov, Sakharov, 2000]):

$$\delta y(t) \sim \text{Bi}(t/\delta t), \quad (19)$$

где  $\text{Bi}$  функция Эйри [Abramowitz, Stegun, 1972], а масштаб времени определяется соотношением  $\delta t = (R/\Omega_0^2 v_\phi)^{1/3}$ . При  $\delta t < 0$  ( $R < 0$ ) асимптотика решения (19) предусматривает наличие затухающих колебаний  $\delta y \sim (t/\delta t)^{-1/4} \cos((t/\delta t)^{3/2} + \text{const})$ , а при  $\delta t > 0$  ( $R > 0$ ) асимптотика решения предусматривает быстрый рост  $\delta y \sim \exp((t/\delta t)^{3/2} + \text{const})$ . Как следствие, для положительной кривизны фронта  $R > 0$  движение частицы оказывается неустойчивым. Характерное время, которое в этом случае может провести частица в режиме ускорения, составляет  $\sim \delta t$ . При этом время, через которое частица должна покинуть режим ускорения за счет конечного размера  $R_y$  ДФ вдоль оси  $y$  составляет  $\sim \sqrt{2R_y/\Omega_0 v_\phi}$ . Таким образом, если  $R_y \sim R > v_\phi/\Omega_0$ , то эффекты кривизны фронта должны уменьшить энергию, набираемую захваченными частицами: вместо энергии  $\sim v_\phi^2 (R_y \Omega_0 / v_\phi)$  частица смо-

жет набрать только  $\sim v_\phi^2 (R_y \Omega_0 / v_\phi)^{2/3}$ . Кроме того, можно отметить, что эффект неустойчивости траектории ускоряемой частицы для рассматриваемой системы во многом похож на неустойчивость траекторий частиц, ускоряемых в окрестности области пересоединения силовых линий магнитного поля (см. работы [Bulanov, Sasorov, 1976; Divin et al., 2010; Artemyev et al., 2013a] и ссылки в них).

**Ускорение вдоль силовых линий.** В этом разделе исследуется вопрос ускорения ионов фронтом, погруженным в токовый слой хвоста магнитосферы (см. подробнее в работе [Artemyev et al., 2013b]). Таким образом, мы рассмотрим динамику ионов с произвольными питч-углами. Большинство таких частиц проводит в окрестности нейтральной плоскости токового слоя лишь ограниченное время [Speiser, 1965; Orazberdiyev, Trakhtengerts, 1973], а их движение состоит из медленного вращения вокруг постоянного поля  $B_0$ , направленного вдоль оси  $z$ , и быстрых нелинейных осцилляций в неоднородном поле  $B_x(z)$  (см. обзор [Zelenyi et al., 2013]).

Для описания магнитного поля токового слоя мы воспользуемся упрощенной моделью, в которой компонента поля  $B_x(z)$  задается формулой  $B_x(z) = B_{0x}(z/L_z)$  для  $|z/L_z| < 1$  и  $B_x(z) = \pm B_{0x}$  для  $|z/L_z| > 1$ . Соответствующий векторный потенциал имеет единственную компоненту  $A_y = B_{0x}z - B_{0x}(z^2/2L_z)$  для  $|z/L_z| < 1$ .

Конфигурация магнитного поля  $D\Phi$  во многом совпадает с конфигурацией силовых линий магнитного поля токового слоя [Runov et al., 2009]. Таким образом, векторный потенциал, задающий магнитное поле  $D\Phi$ , можно определить как  $A_y^{DF} = -hB_0L(1 - z^2/2L_z^2)\hat{f}(\phi)$  при  $|z/L_z| < 1$  и  $A_y^{DF} = 0$  при  $|z/L_z| > 1$ . Суммарные магнитные поля токового слоя и  $D\Phi$  в этом случае выглядят следующим образом:

$$\begin{cases} B_x(z, \phi) = B_{0x}(z/L_z) \left(1 - h\lambda\hat{f}(\phi)\right), \\ B_z(z, \phi) = B_z \left(1 - h \left(1 - (z^2/2L_z^2)\right) f(\phi)\right), \end{cases} \quad (20)$$

где  $\lambda = B_0L/B_{0x}L_z$  и  $\hat{f} = \int f(\phi)d\phi$ . Электрическое поле в такой системе задается выражением  $E_y = -(v_\phi/c)hB_0(1 - z^2/2L_z^2)f(\phi)$ . Электромагнитные поля в нейтральной плоскости  $z = 0$  полностью совпадают с конфигурацией, рассмотренной в разделе 3.3.

Движение заряженной частицы в магнитных полях (20) описывается системой уравнений

$$\begin{cases} \dot{v}_x = \Omega_0(1 - hf(\phi))v_y + \Omega_0hf(\phi)v_y a(z), \\ \dot{v}_y = -\Omega_0v_\phi(1 - a(z))hf(\phi) - \Omega_0(1 - hf(\phi))v_x - \\ \quad - \Omega_0hf(\phi)v_x a(z) + \Omega_x(1 - h\lambda\hat{f}(\phi))v_z a'(z), \\ \dot{v}_z = -\Omega_x(1 - h\lambda\hat{f}(\phi))v_y a'(z), \\ a(z) = z^2/2L_z^2, \quad a'(z) = z/L_z, \end{cases} \quad (21)$$

где  $\Omega_0 = qB_0/mc$ ,  $\Omega_x = qB_{0x}/mc$ , а функции  $a(z)$  и  $a'(z)\lambda\hat{f}(\phi)$  равны нулю при  $|z/L_z| > 1$ , в то время, как  $a'(z) = \text{sign}(z)$  при  $|z/L_z| > 1$ .

В окрестности нейтральной плоскости  $z = 0$  система (21) сводится к системе (1). Далее, мы будем считать, что захват частицы в резонанс происходит при малых значениях  $z$ . Тогда сам процесс захвата уже описан в рамках раздела 3.3. Захват предусматривает движение частицы с  $D\Phi$ , т. е.  $\dot{\phi} = 0$  и фаза  $\phi$  осциллирует вокруг резонансного значения, определяемого уравнением  $1 - hf(\phi) = 0$ . Осцилляции в поле  $B_x(z)$  существенно быстрее осцилляций фазы  $\phi$ , так что мы можем подставить

условие резонанса в систему (21) и описать движение захваченной частицы вдоль  $z$

$$\begin{cases} \dot{v}_y = -\Omega_0 v_\phi + \Omega_x \Lambda a'(z) v_z, \\ \dot{v}_z = -\Omega_x \Lambda a'(z) v_y, \end{cases} \quad (22)$$

где  $\Lambda$  — значение выражения  $1 - h\lambda\hat{f}(\phi)$  в точке резонанса  $1 - hf(\phi) = 0$ . Система (22) описывает быстрые нелинейные осцилляции  $z$ -координаты частицы

$$\ddot{z} = -\Omega_x \Lambda \frac{z}{L_z} \left( \Omega_0 t v_\phi - \Omega_x \Lambda \frac{z^2}{2L_z} \right). \quad (23)$$

Временной масштаб таких осцилляций  $\sim \Omega_x^{-1}$ , существенно меньше временного масштаба ускорения  $\Omega_0^{-1}$ , поскольку  $B_{0x} \gg B_0$ . Как следствие, уравнение (23) можно рассматривать как уравнение на  $z$  с медленным временем  $\Omega_0 t$ . Тогда для описания быстрых осцилляций и эволюции координаты  $z$  можно ввести гамильтониан с  $1\frac{1}{2}$  степенями свободы и соответствующий адиабатический инвариант  $I_z = \oint \dot{z} dz$  (см. детали в работах [Vainshtein et al., 1999; Vainchtein et al., 2004; Artemyev et al., 2013b]). Сохранение этого инварианта позволяет описать медленную эволюцию параметров системы, усредненной по быстрым осцилляциям координаты  $z$ .

Аналитическое описание системы (21) с использованием сохранения инварианта  $I_z$  показывает, что частица, после того, как покинет нейтральную плоскость, будет двигаться вдоль силовых линий магнитного поля. При этом частица остается в резонансе с ДФ, а ее усредненная координата  $z$  растет со временем как  $\sim \sqrt{\Omega_0 L_z v_\phi t / \Omega_x}$  [Artemyev et al., 2013b]. Ускорение частицы в таком режиме движения происходит медленнее, чем ускорение в нейтральной плоскости: энергия частицы растет со временем как  $\sim t^{1/2}$ . То есть энергия частицы растет линейно с ростом магнитного поля вдоль траектории  $\sim B_{0x}(z/L_z)$ , как при классическом бетатронном ускорении. Максимальная энергия, которую может набрать частица при таком движении, определяется положением границ токового слоя и ДФ ( $|z/L_z| = 1$ ) и задается соотношением  $W_{\max} \sim (2W_0/m)^{3/4} \sqrt{\Lambda \Omega_x L_z}$ , где  $W_0$  — начальная энергия частицы. Численная проверка зависимости  $W_{\max}$  от параметров системы проведена в работе [Artemyev et al., 2013b].

На рис. 12 показан пример траектории частицы, полученной численным интегрированием системы (21). На зависимости энергии частицы от времени можно различить два режима ускорения: ускорение вблизи нейтральной плоскости токового слоя, реализующееся в начальный момент времени, и ускорение при движении вдоль

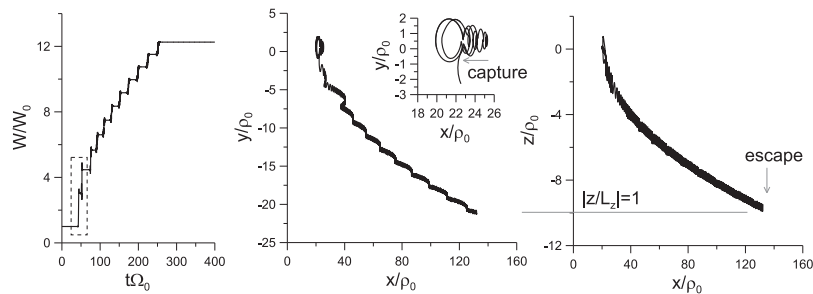


Рис. 12. Энергия частицы  $W$  и проекция траектории в плоскостях  $(x, y)$  и  $(x, z)$ . Координаты нормированы на гирорадиус в поле  $B_0$ . Пунктиром показана область, соответствующая ускорению частицы в нейтральной плоскости  $z = 0$ . Стрелки указывают на моменты захвата в резонанс и выброса из резонанса. Рисунок взят из работы [Artemyev et al., 2013b]

силовых линий магнитного поля после того, как частица покинула нейтральную плоскость. Ускорение прекращается, как только частица достигает границ токового слоя. Таким образом, резонансное ускорение ионов ДФ возможно и для частиц, проводящих вблизи нейтральной плоскости токового слоя конечное время.

#### 4. Ускорение и рассеяние электронов

В этом разделе мы приведем результаты исследований взаимодействия ДФ и фоновых электронов в хвосте земной магнитосферы. Следует отметить, что многочисленные спутниковые наблюдения позволяют составить относительно полную картину динамики, ускорения и рассеяния электронов [Sergeev et al., 2009; Liang et al., 2011; Fu et al., 2012c; Runov et al., 2013; Nakamura et al., 2013]. Так, в работе [Sergeev et al., 2009] было показано, что наблюдение ДФ связано с падением потока тепловых ( $\sim 1$  кэВ) электронов и ростом потока ускоренных частиц с энергиями  $> 10$  кэВ. При этом плотность тепловых электронов уменьшается в основном за счет падения потока частиц с малыми питч-углами [Runov et al., 2013; Panov et al., 2013a]. Рост потока ускоренных электронов связывают с работой бетатронного и Ферми механизмов за ДФ [Fu et al., 2012c], хотя не исключается и роль резонансного взаимодействия электронов с вистлерными и нижнегибридными волнами вблизи от ДФ [Liang et al., 2011; Khotyaintsev et al., 2011; Panov et al., 2013a]. Далее мы рассмотрим три основных механизма, ответственных за ускорение и рассеяние электронов: 1) адиабатический механизм ускорения, 2) рассеяние и нагрев электронов вистлерными волнами малой амплитуды, 3) нелинейное резонансное ускорение электронов вистлерными волнами большой амплитуды.

##### 4.1. Адиабатический нагрев электронов

Скорости распространения ДФ и их эволюции существенно меньше тепловых скоростей энергичных ( $\geq 10$  кэВ) электронов. Как следствие, для электронов возмущение магнитного поля хвоста магнитосферы за счет движения ДФ может считаться адиабатически медленным. В этом случае динамика электронов описывается в рамках дрейфового приближения [Northrop, 1963; Sivukhin, 1965] с учетом сохранения двух первых инвариантов: магнитного момента  $\mu$  и инварианта баунс-осцилляций  $J_{\parallel}$

$$\begin{cases} \mu = m_e v_{\perp}^2 / B, \\ J_{\parallel} = \oint v_{\parallel} ds, \end{cases}$$

где  $B$  — амплитуда магнитного поля,  $v_{\perp}$  и  $v_{\parallel}$  — компоненты скорости частицы относительно внешнего магнитного поля,  $s$  — координата вдоль силовой линии магнитного поля. Сохранение инвариантов связывает энергию и питч-угол частиц с конфигурацией силовых линий магнитного поля и амплитудой поля [Tverskoy, 1969]. При изменении магнитного поля происходит изменение энергии и питч-угла частиц [Fu et al., 2011; Birn et al., 2012; Birn et al., 2013].

Изменение магнитного поля в хвосте магнитосферы при прохождении ДФ в первом приближении можно рассматривать как медленный рост амплитуды компоненты  $B_z$ . При этом происходит эффективное «сокращение» длины силовых линий  $\ell \sim \int ds$  (см. рис. 13а). В результате, для частиц с большими питч-углами (магнитные пробки которых расположены вблизи нейтральной плоскости) растет перпендикулярная составляющая энергии  $v_{\perp}^2 \sim B_z$  (так называемый бетатронный механизм нагрева частиц), а для частиц с малыми значениями питч-угла (магнитные пробки которых расположены вдалеке от нейтральной плоскости) растет параллельная составляющая энергии  $v_{\parallel} \sim \ell^{-1}$  (так называемый механизм нагрева частиц Ферми). При этом в упрощенной системе, в которой ДФ описывается только ростом компоненты  $B_z$ , бе-



татронное ускорение более эффективно по сравнению с Ферми-механизмом,  $v_{\perp}^2 \sim B_z$  и  $v_{\parallel}^2 \sim B_z^{2/5}$  [Tverskoy, 1969].

Предполагая отсутствие сильного рассеяния электронов, можно рассчитать эффект адиабатического нагрева (роста перпендикулярной и параллельной энергий) аналитически. Используя полученные соотношения между начальной и конечной энергиями и питч-углами частиц можно пересчитать функцию их распределения, взяв за основу спектры, измеряемые до наблюдения ДФ. Сопоставление таких модельных распределений и распределений, измеряемых в непосредственной близости от ДФ, показывает, что адиабатический нагрев может относительно хорошо описать рост энергии электронов (см. работы [Apatenkov et al., 2007; Pan et al., 2012]). На рис. 13b показано распределение электронов, измеренное прибором RAPID на спутнике Cluster 1 (см. схематичное положение спутника на рис. 13a) до прихода ДФ (треугольники) и после прихода ДФ (кружки). Крестиками показано распределение, полученное из начального распределения пересчетом энергии электронов в рамках модели адиабатического нагрева. Данная модель нагрева верна для электронов с энергиями  $\geq 10$  кэВ, в то время как динамика тепловой популяции электронов ( $\sim 1-5$  кэВ) вблизи ДФ существенно сложнее и включает в себя эффекты рассеяния на волнах (см. работы [Runov et al., 2013; Zhou et al., 2013; Panov et al., 2013a] и следующие разделы).

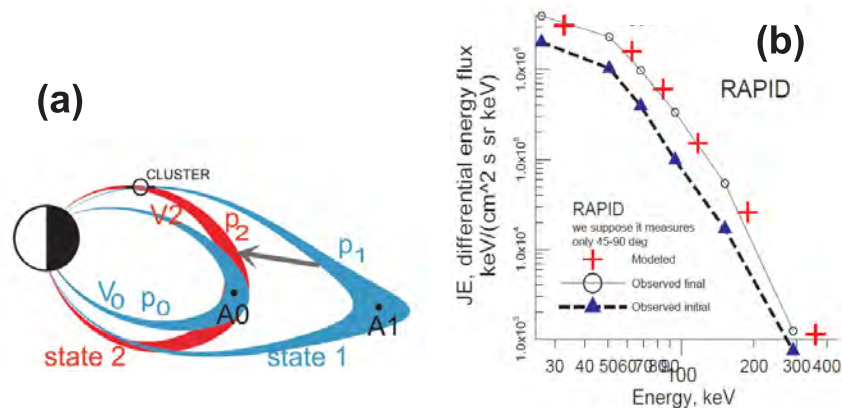


Рис. 13. Схематичное изображение двух силовых трубок: в начальный момент времени (до прихода ДФ) — state 1,  $p_0$  и после прихода ДФ —  $p_2$ , state 2 (a). Распределение электронов по энергиям,  $JE$  — дифференциальный поток энергии (см. текст) (b). Рисунок взят из работы [Apatenkov et al., 2007]

В первом приближении динамика ДФ быстрее его эволюции, т. е. ДФ, как правило, проходит большие расстояния без существенной модификации своей структуры [Runov et al., 2009]. Однако детальные спутниковые наблюдения позволили обнаружить эффекты эволюции структуры ДФ, связанные с неоднородностью его распространения в хвосте магнитосферы [Nakamura et al., 2009; Zieger et al., 2011; Nakamura et al., 2013]. То есть различные области ДФ (ведущий край с резким ростом  $B_z$ , область за фронтом с плавным градиентом  $B_z$  и замыкающий край фронта с резким отрицательным градиентом  $B_z$ ) двигаются с разной скоростью. В результате ДФ может эволюционировать: наблюдаются эффекты сжатия ДФ с ростом поля  $B_z$  и эффекты растяжения ДФ [Fu et al., 2012c]. В первом случае возможно дополнительное ускорение за счет работы бетатронного механизма [Zhou et al., 2013], а во



втором случае наблюдается падение потоков частиц с большими перпендикулярными энергиями за счет бетатронного «охлаждения» [Fu et al., 2013].

#### 4.2. Рассеяние и нагрев электронов волнами малой амплитуды

В непосредственной близости от ДФ наблюдается повышение уровня флуктуаций электромагнитного поля. При этом детальный анализ показывает, что существенный вклад в спектр этих флуктуаций в частотном диапазоне от частоты нижнего гибридного резонанса до гирочастоты электронов вносят вистлерные волны (см. раздел 2). Таким образом, мы имеем дело с системой, включающей в себя движение замагниченных электронов в неоднородном магнитном поле токового слоя и ДФ и резонансное взаимодействие этих электронов с вистлерными волнами. Эта система имеет много общего с классической системой, описывающей рассеяние и нагрев электронов в радиационных поясах [Kennel, Petschek, 1966; Trakhtengerts, 1966]. Для описания процесса резонансного взаимодействия электронов и вистлерных волн малой амплитуды используется квазилинейная теория, позволяющая получить значения коэффициентов диффузии электронов в пространстве питч-углов и энергии [Lyons et al., 1971; Lyons, 1974]. Коэффициенты диффузии по питч-углам  $D_{\alpha\alpha}$  определяют время жизни электронов в системе с конусом потерь [Albert, Shprits, 2009], а коэффициенты диффузии по энергии  $D_{EE}$  определяют характерное время ускорения электронов и возможность усиления волн за счет резонансного взаимодействия [Summers et al., 1998; Summers, Ma, 2000; Mourenas et al., 2012a].

Эффективное резонансное взаимодействие нерелятивистских электронов и волны с частотой  $\omega$ , распространяющейся под углом  $\theta$  к внешнему магнитному полю с волновым вектором  $k$ , соответствует следующему условию:  $\omega - v_{\parallel}k_{\parallel} = n\Omega_e$  [Lyons, Williams, 1984], где  $k_{\parallel} = k \cos \theta$ ,  $v_{\parallel}$  — параллельная скорость электронов,  $n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$  — номер резонанса и  $\Omega_e = eB(z)/m_e c$  ( $B(z)$  — внешнее неоднородное магнитное поле). При заданном угле распространения волны  $\theta$  связь между частотой  $\omega$  и волновым вектором  $k$  задается дисперсионным соотношением, которое для вистлерных волн можно записать в следующем виде [Ginzburg, Rukhadze, 1975]:

$$\omega^2 = \frac{\Omega_e^2 \cos^2 \theta}{(1 + (\omega_{pe}/kc)^2)^2} + \frac{\Omega_{LH}^2}{1 + (\omega_{pe}/kc)^2}. \quad (24)$$

Здесь  $\omega_{pe}$  — плазменная частота,  $\Omega_{LH} \approx \Omega_e \sqrt{m_e/m}$  — частота нижнего гибридного резонанса ( $m$  — эффективная масса ионной компоненты плазмы). Дисперсионное соотношение (24) выполняется при  $\Omega_e^2 \ll \omega_{pe}^2$  и  $\omega < \Omega_{LH}$ . Комбинация дисперсионного соотношения (24) и резонансного условия  $\omega - v_{\parallel}k_{\parallel} = n\Omega_e$  определяет набор резонансных частот и волновых векторов  $\omega_{n,i}$ ,  $k_{n,i}$  для электрона с энергией  $E$  и питч-углом  $\alpha$  при заданном угле распространения волны  $\theta$  и заданных  $\Omega_e$ ,  $\omega_{pe}$ . Здесь нижний индекс  $n$  обозначает номер резонанса, а индекс  $i$  обозначает номер резонансного корня (при заданном  $n$  система уравнений может иметь несколько решений).

Зная набор резонансных частот  $\omega_{n,i}$ , можно найти значение коэффициентов диффузии. В настоящее время существует ряд численных [Glauert, Horne, 2005; Shprits et al., 2007; Summers et al., 2007] и аналитических [Albert, 2007; Albert, 2008; Mourenas et al., 2012b] схем, позволяющих получить значения коэффициентов диффузии при заданном спектре волн. Здесь мы воспользуемся схемой, изложенной в работе [Glauert, Horne, 2005], в рамках которой локальные значения коэффициентов диффузии для нерелятивистских электронов задаются следующими

выражениями:

$$D_{\alpha\alpha} = \frac{e^2}{4\pi} \sum_{i,n} \int_{X_{\min}}^{X_{\max}} \frac{G(X) \hat{B}^2 |\Phi_n|^2 X dX}{1 + X^2} \frac{|n\Omega_e - \omega_{i,n} \sin^2 \alpha|^2}{\cos^2 \alpha |v_{\parallel} - (\partial\omega/\partial k_{\parallel})|}, \quad (25)$$

$$D_{EE} = \frac{e^2 E}{2\pi m_e} \sum_{i,n} \int_{X_{\min}}^{X_{\max}} \frac{G(X) \hat{B}^2 |\Phi_n|^2 X dX}{1 + X^2} \frac{\omega_{i,n}^2 \sin^2 \alpha}{|v_{\parallel} - (\partial\omega/\partial k_{\parallel})|}.$$

Здесь  $X = \operatorname{tg} \theta$ , а функция  $G(X)$  определяет распределение волн по волновым нормалям (распределение по  $\theta$ )

$$G(X) = 2\pi^2 g(X) \int_{X_{\min}}^{X_{\max}} \frac{g(X) X k_{i,n}^2}{(1 + X^2)^{3/2}} \frac{\partial k}{\partial \omega} \Big|_X dX. \quad (26)$$

Распределение волновых нормалей  $g(X)$  задается, как правило, как гауссово распределение  $g(X) = \exp(-(X - X_m)^2/X_w^2)$  со средним  $X_m = \operatorname{tg} \theta_m$  и дисперсией  $X_w$ , значения которых выбираются из аппроксимации спутниковых данных [Glauert, Horne, 2005; Artemyev et al., 2012a]. Функция  $\hat{B}^2(\omega)$  задает спектр волн по частотам в установленном диапазоне  $\omega \in [\omega_-, \omega_+]$ . При этом функция  $\hat{B}^2(\omega)$  нормирована на интенсивность волн, то есть  $\int \hat{B}^2(\omega) d\omega = B_w^2$ , где  $B_w^2$  — средняя интенсивность волн. Функция  $\Phi_n$  устанавливает связь компонент электрического и магнитного полей волны при заданном дисперсионном соотношении [Lyons, Williams, 1984]. В соотношениях (25), (26) производные  $\partial k/\partial \omega$ ,  $\partial \omega/\partial k_{\parallel}$  определяются дисперсионным соотношением (24).

Следует отметить, что выражения (25) задают значения локальных коэффициентов диффузии. Эти коэффициенты зависят от величины электронной циклотронной частоты  $\Omega_e$ , которая меняется при движении электронов вдоль силовых линий магнитного поля. Таким образом, в общем случае требуется провести усреднение коэффициентов диффузии вдоль траекторий электронов, совершающих баунс осцилляции между магнитными пробками [Lyons et al., 1972]. Однако особенность конфигурации магнитного поля токового слоя с вложенным в него ДФ позволяет избежать процедуры усреднения. Так, амплитуда магнитного поля системы определяется как  $B(z) \approx \sqrt{B_{0x}^2 (z/L_z)^2 + \delta B_z^2}$ . В системе координат, в которой ДФ покоится,  $B(z)$  слабо варьируется вдоль силовых линий вплоть до границ токового слоя ( $|z/L_z| = 1$ ), так как амплитуда магнитного поля ДФ  $hB_0 \approx B_{0x}$ . Кроме того, вистлерные волны, сгенерированные вблизи нейтральной плоскости, распространяются вдоль силовых линий и покидают окрестность ДФ [Khotyaintsev et al., 2011]. Таким образом, наиболее эффективной областью резонансного взаимодействия электронов и вистлерных волн является непосредственная окрестность нейтральной плоскости, где амплитуда магнитного поля  $B(z) \approx \text{const}$ . Эти особенности системы позволяют нам ограничиться вычислением локальных коэффициентов диффузии (25).

Для оценки значений коэффициентов диффузии мы выберем характеристики волн, соответствующих спутниковым наблюдениям ДФ, описанным в работах [Panov et al., 2013b; Panov et al., 2013a]. На рис. 14 показаны наблюдения магнитного поля и плазменных параметров, соответствующих серии ДФ. Рис. 14а показывает интегральную светимость (Luminosity), наблюдаемую камерой, расположенной в Форт-Юконе (Аляска). Рис. 14б показывает  $B_z$  компоненту магнитного поля, измеренную прибором SCM [Roux et al., 2008] (высокочастотные флуктуации маг-

нитного поля). Рис. 14с показывает две компоненты и амплитуду скорости плазмы по данным измерения прибора ESA [McFadden et al., 2008]. Рис. 14d показывает  $B_z$  компоненту и амплитуду магнитного поля по данным измерения FGM [Auster et al., 2008]. Рис. 14е показывает спектр электронов ( $e^-$  Energy) и рис. 14f показывает плотность электронов  $N_e$  по данным измерения прибора ESA. Как видно из рисунка, каждое наблюдение ДФ (скачок компоненты  $B_z$  магнитного поля и компонент  $x, y$  скорости плазмы) однозначно соответствует интенсификации флуктуаций магнитного поля (данные флуктуации в статье [Panov et al., 2013a] были идентифицированы как пакеты вистлерных волн) и росту свечения, детектируемого камерами наземного наблюдения в сопряженной точке (см. подробнее в работе [Panov et al., 2013b]). Рост интенсивности свечения напрямую ассоциируется с потоками электронов, пришедших по силовым линиям из сопряженной области магнитосферного хвоста в ионосферу [Paschmann et al., 2002]. Таким образом, мы имеем дело с наблюдением ДФ, сопровождаемым ростом волновой активности и высыпаниями электронов. Более того, в работе [Panov et al., 2013a] показано, что наблюдения этого ДФ связаны с падением параллельных потоков электронов. Такой эффект можно объяснить рассеянием электронов с малыми питч-углами в конус потерь, расширение которого связано со скачком амплитуды экваториального магнитного поля  $B_z$  за счет ДФ.

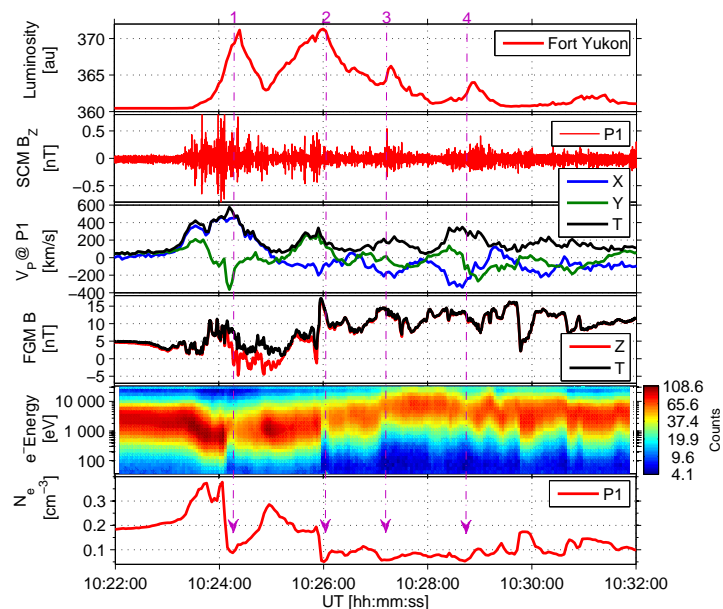


Рис. 14. Данные спутника THEMIS P1 от 17 марта 2008 года (с 10:22 до 10:32 UT), см. текст. Рисунок взят из работы [Panov et al., 2013a]

Измерения волновой активности вблизи ДФ позволяют получить оценки на спектр волн  $\hat{B}^2(\omega)$ , их поляризацию и направление распространения. Так, для ДФ, показанного на рис. 14, спектр волн может быть приближен степенной функцией (см. подробнее в работе [Panov et al., 2013a])

$$\hat{B}^2(\omega) = A(\omega/\delta\omega)^{-h_\omega}, \quad \omega \in [\omega_-, \omega_+],$$

где  $h_\omega \approx 2$ ,  $\omega_-/2\pi = 10$  Гц,  $\omega_+/2\pi = 1000$  Гц,  $\delta\omega = \omega_-$  и константа  $A$  определяется из условий нормировки спектра при  $B_w \approx 30$  пТ. Поляризация волн, наблюдаемых

вблизи ДФ, соответствует поляризации вистлерных волн. Распределение этих волн по направлениям распространения соответствует  $\theta_m \approx 25^\circ$ ,  $X_w \approx 0.577$ .

Используя параметры системы, представленной на рисунке 14, мы провели расчеты коэффициентов диффузии (25). Результаты этих расчетов для нескольких значений энергии электронов представлены на рис. 15. Для всех рассматриваемых энергий основной вклад в диффузию дает первый циклотронный резонанс  $n = -1$ . При этом локальные максимумы коэффициентов диффузии для энергий  $E \geq 3$  кэВ обеспечены резонансом Ландау  $n = 0$ .

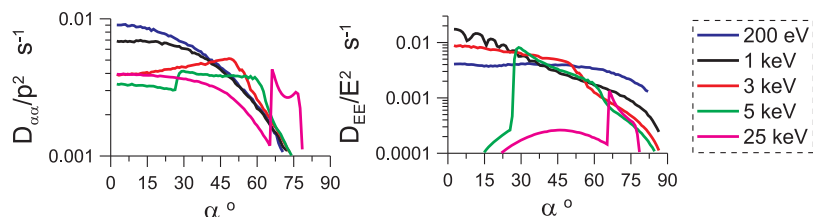


Рис. 15. Коэффициенты диффузии электронов по питч-углам и по энергиям. Коэффициент  $D_{\alpha\alpha}$  нормирован на импульс электронов  $p = \sqrt{2m_e E}$ , а коэффициент  $D_{EE}$  нормирован на энергию электронов  $E$ . Рисунок взят из работы [Panov et al., 2013a]

Как видно из рис. 15, наибольшие значения коэффициентов диффузии по питч-углам в окрестности конуса потерь  $\alpha \sim 0$  наблюдаются для электронов с энергиями меньше трех кэВ. Именно потоки электронов таких энергий уменьшаются существенным образом вблизи ДФ [Panov et al., 2013a; Runov et al., 2013]. Используя приближенную формулу из работы [Albert, Shprits, 2009], мы можем оценить время жизни электронов ( $\sim 1$  кэВ) в рассматриваемой системе — это время составляет порядка 1–2 мин. Это время сопоставимо со временем, необходимым ДФ, чтобы пройти расстояние от области пересоединения до области ближнего хвоста магнитосферы. Таким образом, за время движения ДФ существенная часть электронов, захваченных им, будет рассеяна в конус потерь. Такой процесс может частично объяснить наблюдаемый рост светимости в области ионосферы, сопряженной с областью наблюдений ДФ.

Величины коэффициента диффузии по энергии  $D_{EE}$  сопоставимы с амплитудой  $D_{\alpha\alpha}$ . Таким образом, электроны имеют достаточно времени, чтобы набрать энергию за счет рассеяния на вистлерных волнах. Как следствие, часть популяции электронов с относительно большими питч-углами ( $\alpha > 30^\circ$ ), которая не успевает рассеяться в конус потерь, может быть ускорена.

### 4.3. Нелинейное резонансное ускорение электронов

Измерения волновой активности вблизи ДФ показывают, что кроме вистлерных волн малой амплитуды в системе наблюдаются когерентные волновые пакеты вистлерных волн с амплитудами порядка нескольких мВ/м [Le Contel et al., 2009; Khotyaintsev et al., 2011; Panov et al., 2013a]. Такие волны обладают достаточно большой амплитудой, чтобы взаимодействовать с электронами в нелинейном режиме [Shapiro, Sagdeev, 1997]. В этом разделе мы опишем эффекты нелинейного резонансного ускорения электронов в рассматриваемой системе.

Резонансное взаимодействие электронов с вистлерными волнами наиболее эффективно для резонанса Ландау ( $n = 0$ ,  $v_{\parallel} = \omega/k_{\parallel}$ ) и фундаментального циклотронного резонанса ( $n = -1$ ,  $v_{\parallel} = (\omega - \Omega_e)/k_{\parallel}$ ), где  $\omega$  и  $\Omega_e$  — частота волны и гирочастота электронов,  $k_{\parallel}$  — параллельная компонента волнового вектора волны

и  $v_{\parallel}$  — параллельная компонента скорости частицы [Shklyar, Matsumoto, 2009]. Таким образом, резонанс Ландау соответствует движению частицы вместе с волной  $v_{\parallel} > 0$ , а фундаментальный циклотронный резонанс соответствует движению частицы в противоположную сторону от волны  $v_{\parallel} < 0$ . С учетом пространственного ограничения длины когерентности волновых пакетов вистлерных волн, а так же существенных амплитуд параллельного электрического поля в волнах [Panov et al., 2013a], резонанс Ландау представляется наиболее перспективным при рассмотрении резонансного взаимодействия волн с электронами.

Рассмотрение задачи о движении электрона в криволинейном магнитном поле токового слоя с учетом резонансного взаимодействия с волной, распространяющейся под произвольным углом к магнитному полю, требует относительно сложного подхода с переходом к криволинейным координатам [Shklyar, Matsumoto, 2009; Vainchtein et al., 2009; Neishtadt et al., 2011]. Однако, ряд предположений позволяет существенно упростить постановку задачи. Так, мы можем в первом приближении пренебречь кривизной силовых линий магнитного поля и ограничиться заданием амплитуды внешнего поля как функции координаты вдоль силовой линии  $B(s)$ . Более того, рассматривая резонанс Ландау, мы можем пренебречь вариациями магнитного момента электронов [Shklyar, 1981] и ограничиться описанием их движения вдоль силовых линий магнитного поля. Последнее упрощение связано с полем волны. Полагая, что волна обладает достаточно большой амплитудой параллельного электрического поля, мы можем рассматривать ее в электростатическом приближении, задавая электрическое поле  $E_{\parallel} = E_0 \cos \phi$  и  $\phi = k_{\parallel} s - \omega t + \phi_0$ . В этом случае уравнение движения нерелятивистского электрона принимает вид

$$\ddot{s} = -\frac{v_0^2 \sin^2 \alpha_0}{2B_0} \frac{\partial B(s)}{\partial s} - \frac{eE_0}{m_e} \cos \phi, \quad (27)$$

где  $B_0 = B(0)$ ,  $v_0$  и  $\alpha_0$  — амплитуда начальной скорости частицы и значение ее питч-угла в нейтральной плоскости токового слоя  $z = 0$  (или  $s = 0$ ). В уравнении (27) мы пренебрегли неоднородностью волнового вектора вдоль силовых линий магнитного поля  $k_{\parallel} = \text{const}$  (более общий случай рассмотрен в работах [Solovev, Shklyar, 1986; Shklyar, Matsumoto, 2009; Artemyev et al., 2012b]).

В окрестности резонанса Ландау  $\dot{\phi} = 0$  уравнение (27) может быть переписано через фазу  $\phi$  следующим образом:

$$\begin{aligned} \ddot{\phi} &= -A(s) - B(s) \cos \phi, \\ A(s) &= \frac{k_{\parallel} v_0^2 \sin^2 \alpha_0}{B_0} \frac{\partial B(s)}{\partial s}, \\ B(s) &= \frac{k_{\parallel} e E_0}{m_e}. \end{aligned} \quad (28)$$

Так как фаза волны  $\phi \sim \omega t$  изменяется существенно быстрее движения электронов вдоль силовых линий (частота волны  $\omega$  много больше частоты баунс-осцилляций электрона), то уравнение (28) представляет собой уравнение для  $\phi$ , коэффициенты которого зависят от  $s$  как от параметра. Общий вид этого уравнения совпадает с уравнением (2), полученным в разделе 3.3 при описании резонансного взаимодействия ионов с ДФ. Таким образом, при  $A/B < 1$  структура фазового портрета системы (28) на плоскости  $(\phi, \dot{\phi})$  схожа с портретом, показанным на рис. 7b. В случае  $A > B$  на плоскости  $(\phi, \dot{\phi})$  отсутствует область, заполненная замкнутыми траекториями, и частицы не могут быть захвачены в волну [Shklyar, Matsumoto, 2009]. В этом случае в системе есть только рассеяние частиц на волнах (подробное описание

этого процесса можно найти в работах [Neishtadt, Vasiliev, 2006; Shklyar, Matsumoto, 2009]).

Оценим величины параметров А, В в токовом слое с ДФ. В окрестности нейтральной плоскости  $A \approx k_{\parallel} v_0^2 \sin^2 \alpha_0 s / 2L_z^2$ , где  $L_z$  — толщина токового слоя (масштаб ДФ вдоль  $z$  также порядка  $L_z$ ). Таким образом, мы можем записать  $A/B \approx (T_e / eL_z E_0) (s / L_z)$ , где  $T_e$  — температура электронов. Для частиц с температурой  $\sim 1$  кэВ, взаимодействующих с волнами с  $E_0 \sim 1-5$  мВ/м, соотношение  $T_e / eL_z E_0 \sim 0.2 - 1$  при  $L_z \sim 1000$  км. Таким образом,  $A/B < 1$  в окрестности  $s \sim 0$  и  $A/B > 1$  при  $s/L_z \sim 3$ . Как следствие, электроны могут быть захвачены волной вблизи нейтральной плоскости и должны покинуть резонанс на некотором расстоянии от нее (фактически это произойдет на границе ДФ из-за его конечных масштабов по  $z$ ). Такой захват с последующим выбросом приводит к набору энергии частицами  $\sim (B_{s \sim L_z} - B_0)$ . С учетом пространственного распределения магнитного поля  $B(s)$  частицы могут набрать энергию порядка своей начальной перпендикулярной энергии  $\sim m_e v_0^2 \sin^2 \alpha_0 / 2$ . Как следствие, максимальный рост параллельной компоненты скорости частицы (частица ускорится вдоль силовой линии магнитного поля) составляет  $\Delta v_{\parallel} \sim v_0 \sin \alpha_0$ . Тут следует отметить, что реальный рост параллельной скорости может быть меньше, так как часть набранной энергии переходит в перпендикулярную компоненту за счет движения вдоль растущего магнитного поля (см. обсуждение в работе [Artemyev et al., 2012b]).

Чтобы подтвердить наличие захвата и ускорения частиц в рассматриваемой системе, мы численно проинтегрировали уравнение (27) с магнитным полем  $B(s) \sim (s/L_z)^2$ . Результаты расчета показаны на рис. 16. Изначально электрон осциллирует между магнитными пробками вдоль силовой линии, затем происходит захват, и электрон начинает двигаться с волной, выходя за пределы магнитных пробок. В ходе такого движения скорость электрона  $v_{\parallel} = \dot{s}$  порядка скорости волны  $\omega/k_{\parallel}$ , а его координата  $s$  растет. Затем частица покидает резонанс с увеличенной энергией. Более того, существенная часть набранной энергии остается в  $v_{\parallel}$ . В результате, питч-угол частицы уменьшается, и магнитные пробки сдвигаются в область больших значений  $s$ .

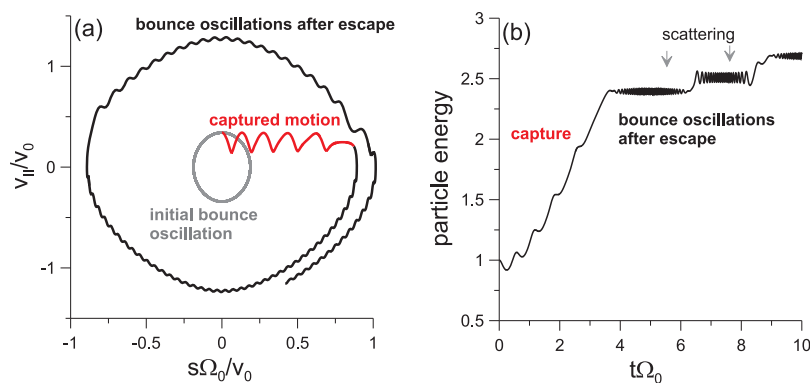


Рис. 16. На рисунке показаны результаты численного решения уравнения (27). Траектория частицы на фазовой плоскости  $(s, v_{\parallel})$  (a), энергия частицы вдоль траектории (энергия нормирована на  $m_e v_0^2 / 2$ , частота  $\Omega_0 = eB_0 / m_e c$ ) (b). Рисунок взят из работы [Panov et al., 2013a]

Используя оценку на набранную электроном скорость  $\Delta v_{\parallel} \sim v_0 \sin \alpha_0 = v_{\perp}$ , мы можем оценить эффективность уменьшения питч-угла в нейтральной плоскости токового слоя. Для этого воспользуемся определением  $\tan \alpha = v_{\perp} / v_{\parallel}$ . Как следствие, для



изменения питч-угла можно воспользоваться оценкой  $\Delta\alpha \approx -\cos^2\alpha(v_{\perp}\Delta v_{\parallel}/v_{\parallel}^2) = \cos^2\alpha \operatorname{tg}^2\alpha = \sin^2\alpha$ , где  $\Delta v_{\parallel}/v_{\parallel} \approx v_{\perp}/v_{\parallel} = \operatorname{tg}\alpha$ . Таким образом, частица с изначально малым питч-углом  $\sin\alpha \ll 1$  изменит свой питч-угол незначительно. С другой стороны, частицы с начальными питч-углами порядка  $\sim 40^{\circ}$ – $60^{\circ}$  могут уменьшить свой питч-угол на  $|\Delta\alpha| \sim 30^{\circ}$ . Такие частицы в результате захвата приблизятся к конусу потерь. В результате мы получаем эффективный механизм, обеспечивающий ускорение частиц и их смещение в область малых питч-углов.

## 5. Обсуждение

На данный момент прямые спутниковые наблюдения процесса пересоединения силовых линий магнитного поля достоверно установили наличие этого процесса в магнитосферах планет с собственным магнитным полем (Земля, Юпитер, Меркурий см. обзор [Paschmann et al., 2013] и ссылки в нем), в наведенной магнитосфере Венеры, не обладающей собственным магнитным полем [Zhang et al., 2012], и в солнечном ветре [Gosling, 2011]. Более того, пересоединения силовых линий магнитного поля неоднократно детектировалось в лабораторных экспериментах (см. [Yamada et al., 2010; Frank, 2010]). При этом, непрямые методы наблюдений (в основном связанные с детектированием излучения ускоренных частиц) указывают на наличие магнитного пересоединения в солнечной короне [Aschwanden, 2002; Somov, 2010; Webb, Howard, 2012] и в магнитосферах пульсаров [Arons, 2012].

Следует отметить, что ДФ наблюдались только вблизи областей пересоединения в хвостах магнитосфер планет с собственным магнитным полем [Runov et al., 2011b; Kasahara et al., 2011; Sundberg et al., 2012], в то время, как в солнечном ветре и в магнитосфере Венеры области пересоединения предсталяют собой долгоживущие квазистационарные образования без ДФ [Gosling, 2011; Zhang et al., 2012]. Кроме того, наличие потоков ускоренных частиц, способных сформировать ДФ, было отмечено и в лабораторных экспериментах [Kyrie et al., 2012]. Таким образом, если придерживаться точки зрения, что формирование ДФ возможно лишь в случае нестационарного пересоединения [Sitnov et al., 2009] в результате изменения скорости пересоединения [Semenov et al., 1992], то можно прийти к выводу о существенном различии процессов пересоединения в солнечном ветре и магнитосфере Венеры по сравнению с магнитосферами планет с собственным магнитным полем. Если в последнем случае мы имеем дело с процессом магнитного пересоединения, инициированного неустойчивостью токового слоя (см. работу [Zelenyi, Artemyev, 2013] и ссылки в ней), то в солнечном ветре и магнитосфере Венеры речь, скорее всего, идет о топологическом пересоединении, когда конфигурация магнитных полей, соответствующая области пересоединения, поддерживается достаточно длительное время в квазистационарном состоянии.

Важным вопросом, который требует дальнейшего изучения, остается вопрос об источниках токов, поддерживающих структуру ДФ. Спутниковые измерения показывают, что на фронте существует сильное электрическое поле с компонентой вдоль нормали к слою [Runov et al., 2011b; Fu et al., 2012b]. Как следствие, в системе должны доминировать токи электронов, созданные эффектом Холла (движение замагниченных электронов  $\sim [\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$  и свободное движение размагниченных ионов). Аналогичная ситуация имеет место в самом токовом слое, если его толщина достаточно мала [Zelenyi et al., 2010]. Однако эффект Холла лишь перераспределяет токи между ионами и электронами, в то время, как должен существовать отдельный механизм формирования тока. Если проводить аналогию между ДФ и тонким токовым слоем, то таким механизмом может оказаться движение размагниченных ионов



вблизи ДФ. Отражение ионов от ДФ напоминает эффект отражения «спейсеровских» ионов от токового слоя [Speiser, 1965]. В этом случае разомкнутость орбит ионов позволяет им переносить существенный ток [Eastwood, 1972] и поддерживает структуру магнитного поля [Zelenyi et al., 2011].

### Список литературы

- [Abramowitz, Stegun, 1972] *Abramowitz M., Stegun I.A.* Handbook of Mathematical Functions. 1972.
- [Albert, 2007] *Albert J.M.* Simple approximations of quasi-linear diffusion coefficients // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. P. 12 202.
- [Albert, 2008] *Albert J.M.* Efficient approximations of quasi-linear diffusion coefficients in the radiation belts // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. P. 6208.
- [Albert, Shprits, 2009] *Albert J.M., Shprits Y.Y.* Estimates of lifetimes against pitch angle diffusion // J. Atmospheric Solar-Terrestrial Phys. 2009. V. 71. P. 1647–1652.
- [Alexandrova et al., 2012] *Alexandrova A. et al.* Remote estimation of reconnection parameters in the Earth's magnetotail: model and observations // Annales Geophysicae. 2012. V. 30. P. 1727–1741.
- [Angelopoulos, 2008] *Angelopoulos V.* The THEMIS Mission // Space Sci. Rev. 2008. V. 141. P. 5–34.
- [Angelopoulos et al., 1993] *Angelopoulos V. et al.* Characteristics of ion flow in the quiet state of the inner plasma sheet // Geophys. Res. Letts. 1993. V. 20. P. 1711–1714.
- [Angelopoulos et al., 1996] *Angelopoulos V. et al.* Multipoint analysis of a bursty bulk flow event on April 11, 1985 // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 4967–4990.
- [Angelopoulos et al., 2008] *Angelopoulos V. et al.* Tail Reconnection Triggering Substorm Onset // Science. 2008. V. 321. P. 931–935.
- [Apatenkov et al., 2007] *Apatenkov S.V. et al.* Multi-spacecraft observation of plasma dipolarization/injection in the inner magnetosphere // Annales Geophysicae. 2007. V. 25. P. 801–814.
- [Arnold et al., 2006] *Arnold V.I., Kozlov V.V., Neishtadt A.I.* Mathematical Aspects of Classical and Celestial Mechanics. Dynamical Systems III. Encyclopedia of Mathematical Sciences, New York: Springer-Verlag, 2006.
- [Arons, 2012] *Arons J.* Pulsar Wind Nebulae as Cosmic Pevatrons: A Current Sheet's Tale // Space Sci. Revs. 2012. V. 173. P. 341–367.
- [Artemyev et al., 2011] *Artemyev A., Vainchtein D., Neishtadt A., Zelenyi L.* Resonant acceleration of charged particles in the presence of random fluctuations // Phys. Rev. E. 2011. V. 84. P. 046 213.
- [Artemyev et al., 2012a] *Artemyev A. et al.* Electron pitch-angle diffusion in radiation belts: The effects of whistler wave oblique propagation // Geophys. Res. Letts. 2012. V. 39. P. 8105.
- [Artemyev et al., 2012b] *Artemyev A. et al.* Non-diffusive resonant acceleration of electrons in the radiation belts // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 122 901.
- [Artemyev, Zelenyi, 2013] *Artemyev A.V., Zelenyi L.M.* Kinetic Structure of Current Sheets in the Earth Magnetotail // Space Sci. Rev. 2013.
- [Artemyev et al., 2010] *Artemyev A.V., Neishtadt A.I., Zelenyi L.M., Vainchtein D.L.* Adiabatic description of capture into resonance and surfatron acceleration of charged particles by electromagnetic waves // Chaos. 2010. V. 20(4). P. 043 128.
- [Artemyev et al., 2012c] *Artemyev A.V., Lutsenko V.N., Petrukovich A.A.* Ion resonance acceleration by dipolarization fronts: analytic theory and spacecraft observation // Annales Geophysicae. 2012. V. 30. P. 317–324.
- [Artemyev et al., 2013a] *Artemyev A.V. et al.* Double power-law spectra of energetic electrons in the Earth magnetotail // Annales Geophysicae. 2013. V. 31. P. 91–106.

- [Artemyev et al., 2013b] *Artemyev A. V., Kasahara S., Ukhorskiy A. Y., Fujimoto M.* Acceleration of ions in the Jupiter magnetotail: role of resonant interaction with dipolarization fronts // *Planet. Space Sci.* 2013. V. 82–83. P. 134–148.
- [Aschwanden, 2002] *Aschwanden M.J.* Particle acceleration and kinematics in solar flares - A Synthesis of Recent Observations and Theoretical Concepts (Invited Review) // *Space Sci. Revs.* 2002. V. 101. P. 1–227.
- [Ashour-Abdalla et al., 1992] *Ashour-Abdalla M., Zelenyi L.M., Bosqued J.M., Kovrazhkin R.A.* Precipitation of fast ion beams from the plasma sheet boundary layer // *Geophys. Res. Letts.* 1992. V. 19. P. 617–620.
- [Ashour-Abdalla et al., 2011] *Ashour-Abdalla M. et al.* Observations and simulations of non-local acceleration of electrons in magnetotail magnetic reconnection events // *Nature Phys.* 2011. V. 7. P. 360–365.
- [Ashour-Abdalla et al., 2013] *Ashour-Abdalla M., et al.* Direct auroral precipitation from the magnetotail during substorms // *Geophys. Res. Lett.* 2013. V. 40. P. 3787–3792.
- [Auster et al., 2008] *Auster H.U. et al.* The THEMIS Fluxgate Magnetometer // *Space Sci. Rev.* 2008. V. 141. P. 235–264.
- [Balikhin et al., 1993] *Balikhin M., Gedalin M., Petrukovich A.* New mechanism for electron heating in shocks // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 70. P. 1259–1262.
- [Baumjohann, 2002] *Baumjohann W.* Modes of convection in the magnetotail // *Phys. Plasmas.* 2002. V. 9. P. 3665–3667.
- [Baumjohann et al., 1990] *Baumjohann W., Paschmann G., Luehr H.* Characteristics of high-speed ion flows in the plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 3801–3809.
- [Baumjohann et al., 1991] *Baumjohann W., Paschmann G., Hagai T., Luehr H.* Superposed epoch analysis of the substorm plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. P. 11 605–11 608.
- [Baumjohann et al., 1999] *Baumjohann W. et al.* Substorm dipolarization and recovery // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 24 995–25 000.
- [Baumjohann et al., 2000] *Baumjohann W. et al.* Substorm Signatures Between 10 and 30 Earth Radii // *Adv. Space Res.* 2000. V. 25. P. 1663–1666.
- [Baumjohann et al., 2007] *Baumjohann W. et al.* Dynamics of thin current sheets: Cluster observations // *Annales Geophysicae.* 2007. V. 25. P. 1365–1389.
- [Birn et al., 1999] *Birn J. et al.* Flow braking and the substorm current wedge // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 19 895–19 904.
- [Birn et al., 2004] *Birn J., Thomsen M.F., Hesse M.* Electron acceleration in the dynamic magnetotail: Test particle orbits in three-dimensional magnetohydrodynamic simulation fields // *Phys. Plasmas.* 2004. V. 11. P. 1825–1833.
- [Birn et al., 2011] *Birn J., Nakamura R., Panov E.V., Hesse M.* Bursty bulk flows and dipolarization in MHD simulations of magnetotail reconnection // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. 1210.
- [Birn et al., 2012] *Birn J. et al.* Particle acceleration in the magnetotail and aurora // *Space Sci. Revs.* 2012. V. 173. P. 49–102.
- [Birn et al., 2013] *Birn J., Hesse M., Nakamura R., Zaharia S.* Particle acceleration in dipolarization events // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 1960–1971.
- [Büchner, Zelenyi, 1986] *Büchner J., Zelenyi L.M.* Deterministic chaos in the dynamics of charged particles near a magnetic field reversal // *Phys. Letts. A.* 1986. V. 118. P. 395–399.
- [Büchner, Zelenyi, 1989] *Büchner J., Zelenyi L.M.* Regular and chaotic charged particle motion in magnetotail-like field reversals. I - Basic theory of trapped motion // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. P. 11 821–11 842.
- [Bulanov, Sakharov, 1986] *Bulanov S.V., Sakharov A.S.* Acceleration of particles captured by a strong potential wave with a curved wave front in a magnetic field // *Soviet JETP Letts.* 1986. V. 44. P. 543–546.
- [Bulanov, Sakharov, 2000] *Bulanov S.V., Sakharov A.S.* Effect of the Magnetic Field on the Resonant Particle Acceleration // *Plasma Phys. Repts.* 2000. V. 26. P. 1005–1014.

- [Bulanov, Sasorov, 1976] *Bulanov S. V., Sasorov P. V.* Energy spectrum of particles accelerated in the neighborhood of a line of zero magnetic field // *Soviet Astronomy*. 1976. V. 19. P. 464–468.
- [Cairns, McMillan, 2005] *Cairns I. H., McMillan B. F.* Electron acceleration by lower hybrid waves in magnetic reconnection regions // *Phys. Plasmas*. 2005. V. 12(10). P. 102110.
- [Chen, Wolf, 1999] *Chen C. X., Wolf R. A.* Theory of thin-filament motion in Earth's magnetotail and its application to bursty bulk flows // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 14613–14626.
- [Chen, 1992] *Chen J.* Nonlinear dynamics of charged particles in the magnetotail // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 15011–+.
- [Chernikov et al., 1992] *Chernikov A. A., Schmidt G., Neishtadt A. I.* Unlimited particle acceleration by waves in a magnetic field // *Phys. Rev. Lett.* 1992. V. 68. P. 1507–1510.
- [Daughton, 1999] *Daughton W.* Two-fluid theory of the drift kink instability // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 28701–28708.
- [Decker, 1988] *Decker R. B.* Computer modeling of test particle acceleration at oblique shocks // *Space Sci. Revs.* 1988. V. 48. P. 195–262.
- [Decker, Vlahos, 1985] *Decker R. B., Vlahos L.* Shock drift acceleration in the presence of waves // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90. P. 47–56.
- [Deng et al., 2010] *Deng X. et al.* Wave and particle characteristics of earthward electron injections associated with dipolarization fronts // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. A09225.
- [Divin et al., 2010] *Divin A. et al.* Model of electron pressure anisotropy in the electron diffusion region of collisionless magnetic reconnection // *Phys. Plasmas*. 2010(12). V. 17. P. 122102–+.
- [Dolgonosov et al., 2010] *Dolgonosov M. S., Zimbardo G., Greco A.* Influence of the electric field perpendicular to the current sheet on ion beamlets in the magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. A02209.
- [Drake et al., 2009] *Drake J. F. et al.* Ion heating resulting from pickup in magnetic reconnection exhausts // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. 5111.
- [Eastwood, 1972] *Eastwood J. W.* Consistency of fields and particle motion in the 'Speiser' model of the current sheet // *Planet. Space Sci.* 1972. V. 20. P. 1555–1568.
- [Erickson, Wolf, 1980] *Erickson G. M., Wolf R. A.* Is steady convection possible in the earth's magnetotail // *Geophys. Res. Lett.* 1980. V. 7. P. 897–900.
- [Erkaev et al., 2007] *Erkaev N. V., Semenov V. S., Biernat H. K.* Magnetic Double-Gradient Instability and Flapping Waves in a Current Sheet // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99(23). P. 235003–+.
- [Erokhin et al., 1989] *Erokhin N. S., Moiseev S. S., Sagdeev R. Z.* Relativistic Surfing in Inhomogeneous Plasma and the Origin of Energetic Cosmic-Rays // *Soviet Astron. Letts.* 1989. V. 15. P. 1–+.
- [Escoubet et al., 1997] *Escoubet C. P., Schmidt R., Goldstein M. L.* Cluster - Science and Mission Overview // *Space Sci. Revs.* 1997. V. 79. P. 11–32.
- [Frank, 2010] *Frank A. G.* Dynamics of current sheets underlying flare-type events in magnetized plasmas // *Physics Uspekhi*. 2010. V. 53. P. 941–947.
- [Fu et al., 2011] *Fu H. S., Khotyaintsev Y. V., André M., Vaivads A.* Fermi and betatron acceleration of suprathermal electrons behind dipolarization fronts // *Geophys. Res. Letts.* 2011. V. 38. P. 16104.
- [Fu et al., 2012a] *Fu H. S. et al.* Occurrence rate of earthward-propagating dipolarization fronts // *Geophys. Res. Letts.* 2012. V. 39. P. 10101.
- [Fu et al., 2012b] *Fu H. S. et al.* Electric structure of dipolarization front at sub-proton scale // *Geophys. Res. Letts.* 2012. V. 39. P. 6105.
- [Fu et al., 2012c] *Fu H. S. et al.* Pitch angle distribution of suprathermal electrons behind dipolarization fronts: A statistical overview // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. 12221.
- [Fu et al., 2013] *Fu H. S. et al.* Energetic electron acceleration by unsteady magnetic reconnection // *Nature Phys.* 2013. V. 9. P. 426–430.

- [Galeev, 1979] *Galeev A.A.* Reconnection in the magnetotail // *Space Sci. Revs.* 1979. V. 23. P. 411–425.
- [Galeev, Sudan, 1985] *Galeev A.A., Sudan R.N.* Handbook of plasma physics. V. 2: Basic plasma physics II. 1985.
- [Ginzburg, Rukhadze, 1975] *Ginzburg V.L., Rukhadze A.A.* Waves in magnetoactive plasma. M.: Nauka, 1975.
- [Giovanelli, 1947] *Giovanelli R.G.* Magnetic and Electric Phenomena in the Sun's Atmosphere associated with Sunspots // *Monthly Notice Roy. Astron. Soc.* 1947. V. 107. P. 338.
- [Glauert, Horne, 2005] *Glauert S.A., Horne R.B.* Calculation of pitch angle and energy diffusion coefficients with the PADIE code // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. P. 4206.
- [Gosling, 2011] *Gosling J.T.* Magnetic Reconnection in the Solar Wind // *Space Sci. Revs.* 2011. P. 104.
- [Grigorenko et al., 2007] *Grigorenko E.E., Sauvaud J.-A., Zelenyi L.M.* Spatial-Temporal characteristics of ion beamlets in the plasma sheet boundary layer of magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. P. A05218.
- [Grigorenko et al., 2009] *Grigorenko E.E. et al.* "Geography" of ion acceleration in the magnetotail: X-line versus current sheet effects // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. 3203–+.
- [Grigorenko et al., 2011] *Grigorenko E.E. et al.* Non-adiabatic Ion Acceleration in the Earth Magnetotail and Its Various Manifestations in the Plasma Sheet Boundary Layer // *Space Sci. Revs.* 2011. V. 164. P. 133–181.
- [Guzdar et al., 2010] *Guzdar P.N., Hassam A.B., Swisdak M., Sitnov M.I.* A simple MHD model for the formation of multiple dipolarization fronts // *Geophys. Res. Letts.* 2010. V. 37. P. 20102.
- [Huang et al., 2012] *Huang S.Y. et al.* Observations of turbulence within reconnection jet in the presence of guide field // *Geophys. Res. Letts.* 2012. V. 39. P. 11104.
- [Huba et al., 1977] *Huba J.D., Gladd N.T., Papadopoulos K.* The lower-hybrid-drift instability as a source of anomalous resistivity for magnetic field line reconnection // *Geophys. Res. Letts.* 1977. V. 4. P. 125–126.
- [Hurricane et al., 1999] *Hurricane O.A. et al.* Substorm detonation // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 10221–10232.
- [Hwang et al., 2011] *Hwang K.-J., Goldstein M.L., Lee E., Pickett J.S.* Cluster observations of multiple dipolarization fronts // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. A00132.
- [Itin et al., 2000] *Itin A.P., Neishtadt A.I., Vasiliev A.A.* Captures into resonance and scattering on resonance in dynamics of a charged relativistic particle in magnetic field and electrostatic wave // *Physica D: Nonlinear Phenomena.* 2000. V. 141. P. 281–296.
- [Karimabadi et al., 1990] *Karimabadi H., Akimoto K., Omidi N., Menyuk C.R.* Particle acceleration by a wave in a strong magnetic field - Regular and stochastic motion // *Phys. Fluids B.* 1990. V. 2. P. 606–628.
- [Karney, 1978] *Karney C.F.F.* Stochastic ion heating by a lower hybrid wave // *Phys. Fluids.* 1978. V. 21. P. 1584–1599.
- [Karney, 1979] *Karney C.F.F.* Stochastic ion heating by a lower hybrid wave. II // *Phys. Fluids.* 1979. V. 22. P. 2188–2209.
- [Kasahara et al., 2011] *Kasahara S. et al.* Magnetic reconnection in the Jovian tail: X-line evolution and consequent plasma sheet structures // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. 11219.
- [Kasahara et al., 2013] *Kasahara S. et al.* Asymmetric distribution of reconnection jet fronts in the Jovian nightside magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 375–384.
- [Katsouleas, Dawson, 1983] *Katsouleas T., Dawson J.M.* Unlimited electron acceleration in laser-driven plasma waves // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 51. P. 392–395.
- [Kennel, Petschek, 1966] *Kennel C.F., Petschek H.E.* Limit on Stably Trapped Particle Fluxes // *J. Geophys. Res.* 1966. V. 71. P. 1–28.

- [Khotyaintsev et al., 2011] *Khotyaintsev Y. V. et al.* Plasma Jet Braking: Energy Dissipation and Nonadiabatic Electrons // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106(16). P. 165001–+.
- [Kiehas et al., 2013] *Kiehas S.A., Angelopoulos V., Runov A., Li S.-S.* On the azimuthal size of flux ropes near lunar orbit // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 4415–4424.
- [Korovinskiy et al., 2013] *Korovinskiy D.B. et al.* MHD modeling of the double-gradient (kink) magnetic instability // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 1146–1158.
- [Krasnoselskikh et al., 2013] *Krasnoselskikh V. et al.* The dynamic quasiperpendicular shock: Cluster discoveries // *Space Sci. Revs.* 2013.
- [Kyrie et al., 2012] *Kyrie N.P., Markov V.S., Frank A.G.* Generation of superthermal plasma flows in current sheets // *Soviet JETP Letts.* 2012. V. 95. P. 14–19.
- [Landau, Lifshitz, 1988] *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Vol. 1: Mechanics. Course of Theoretical Physics. Oxford: Pergamon, 1988.
- [Lapenta, Bettarini, 2011] *Lapenta G., Bettarini L.* Self-consistent seeding of the interchange instability in dipolarization fronts // *Geophys. Res. Letts.* 2011. V. 38. P. 11102.
- [Le Contel et al., 2009] *Le Contel O., et al.* Quasi-parallel whistler mode waves observed by THEMIS during near-earth dipolarizations // *Annales Geophysicae.* 2009. V. 27. P. 2259–2275.
- [Lever et al., 2001] *Lever E.L., Quest K.B., Shapiro V.D.* Shock surfing vs. shock drift acceleration // *Geophys. Res. Letts.* 2001. V. 28. P. 1367–1370.
- [Li et al., 2011] *Li S.-S. et al.* On the force balance around dipolarization fronts within bursty bulk flows // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. 0.
- [Liang et al., 2011] *Liang J. et al.* Multi-instrument observations of soft electron precipitation and its association with magnetospheric flows // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. 6201.
- [Liu et al., 2013] *Liu J., Angelopoulos V., Runov A., Zhou X.-Z.* On the current sheets surrounding dipolarizing flux bundles in the magnetotail: The case for wedgelets // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 2000–2020.
- [Longcope, Priest, 2007] *Longcope D.W., Priest E.R.* Fast magnetosonic waves launched by transient, current sheet reconnection // *Phys. Plasmas.* 2007. V. 14(12). P. 122905.
- [Lyons, 1974] *Lyons L.R.* Pitch angle and energy diffusion coefficients from resonant interactions with ion-cyclotron and whistler waves // *J. Plasma Phys.* 1974. V. 12. P. 417–432.
- [Lyons, Williams, 1984] *Lyons L.R., Williams D.J.* Quantitative aspects of magnetospheric physics. 1984.
- [Lyons et al., 1971] *Lyons L.R., Thorne R.M., Kennel C.F.* Electron pitch-angle diffusion driven by oblique whistler-mode turbulence // *J. Plasma Phys.* 1971. V. 6. P. 589–606.
- [Lyons et al., 1972] *Lyons L.R., Thorne R.M., Kennel C.F.* Pitch-angle diffusion of radiation belt electrons within the plasmasphere // *J. Geophys. Res.* 1972. V. 77. P. 3455–3474.
- [McFadden et al., 2008] *McFadden J.P. et al.* The THEMIS ESA Plasma Instrument and In-flight Calibration // *Space Sci. Revs.* 2008. V. 141. P. 277–302.
- [Mourenas et al., 2012a] *Mourenas D., Artemyev A., Agapitov O., Krasnoselskikh V.* Acceleration of radiation belts electrons by oblique chorus waves // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. 10212.
- [Mourenas et al., 2012b] *Mourenas D. et al.* Timescales for electron quasi-linear diffusion by parallel and oblique lower-band Chorus waves // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. A06234.
- [Mozer, Pritchett, 2011] *Mozer F.S., Pritchett P.L.* Electron Physics of Asymmetric Magnetic Field Reconnection // *Space Sci. Revs.* 2011. V. 158. P. 119–143.
- [Nakamura et al., 2004] *Nakamura R. et al.* Spatial scale of high-speed flows in the plasma sheet observed by Cluster // *Geophys. Res. Letts.* 2004. V. 31. P. 9804.
- [Nakamura et al., 2009] *Nakamura R. et al.* Evolution of dipolarization in the near-Earth current sheet induced by Earthward rapid flux transport // *Annales Geophysicae.* 2009. V. 27. P. 1743–1754.
- [Nakamura et al., 2013] *Nakamura R. et al.* Flow bouncing and electron injection observed by Cluster // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 2055–2072.

- [Neishtadt et al., 2011] *Neishtadt A., Vainchtein D., Vasiliev A.* Dynamics of electrons in a parabolic magnetic field perturbed by an electromagnetic wave // *Plasma Phys. Controlled Fusion*. 2011. V. 53. P. 085 014.
- [Neishtadt, Vasiliev, 2006] *Neishtadt A.I., Vasiliev A.A.* Destruction of adiabatic invariance at resonances in slow fast Hamiltonian systems // *Nuclear Instrum. Methods in Phys. Res. A*. 2006. V. 561. P. 158–165.
- [Neishtadt et al., 2009] *Neishtadt A.I., Artemyev A.V., Zelenyi L.M., Vainshtein D.L.* Surfatron acceleration in electromagnetic waves with a low phase velocity // *JETP Letts*. 2009. V. 89. P. 441–447.
- [Northrop, 1963] *Northrop T.G.* The adiabatic motion of charged particles. New York-London-Sydney: Interscience Publishers John Wiley and Sons, 1963.
- [Ohtani et al., 2009] *Ohtani S., Miyashita Y., Singer H., Mukai T.* Tailward flows with positive  $B_z$  in the near-Earth plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. 6218.
- [Ohtani et al., 2004] *Ohtani S.-I., Shay M.A., Mukai T.* Temporal structure of the fast convective flow in the plasma sheet: Comparison between observations and two-fluid simulations // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. P. 3210.
- [Orazberdiyev, Trakhtengerts, 1973] *Orazberdiyev K., Trakhtengerts V.Y.* Certain Singularities of Particle Motion and Acceleration in a Linearly Nonuniform Magnetic Field with a Neutral Plane // *Radiophys. Quantum Electronics*. 1973. V. 16. P. 21–25.
- [Pan et al., 2012] *Pan Q. et al.* Adiabatic acceleration of suprathermal electrons associated with dipolarization fronts // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. 12 224.
- [Panov et al., 2012] *Panov E.V. et al.* Kinetic ballooning/interchange instability in a bent plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. 6228.
- [Panov et al., 2010a] *Panov E.V., Nakamura R., Baumjohann W. et al.* Multiple overshoot and rebound of a bursty bulk flow // *Geophys. Res. Letts*. 2010. V. 37. P. 8103.
- [Panov et al., 2010b] *Panov E.V. et al.* Plasma sheet thickness during a bursty bulk flow reversal // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. 05 213.
- [Panov et al., 2012a] *Panov E.V. et al.* Kinetic ballooning/interchange instability in a bent plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. 6228.
- [Panov et al., 2012b] *Panov E.V. et al.* Observations of kinetic ballooning/interchange instability signatures in the magnetotail // *Geophys. Res. Letts*. 2012. V. 39. P. 8110.
- [Panov et al., 2013a] *Panov E.V. et al.* Transient electron precipitation during oscillatory BBF braking: THEMIS observations and theoretical estimates // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 3065–3076.
- [Panov et al., 2013b] *Panov E.V. et al.* Ionospheric response to oscillatory flow braking in the magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 1529–1544.
- [Parker, 1994] *Parker E.N.* Spontaneous current sheets in magnetic fields: with applications to stellar x-rays. International Series in Astronomy and Astrophysics, Vol. 1. New York : Oxford University Press, 1994.
- [Paschmann, Schwartz, 2000] *Paschmann G., Schwartz S.J.* ISSI Book on Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data. V. 449 of ESA Special Publication, 2000.
- [Paschmann et al., 2002] *Paschmann G., Haaland S., Treumann R.* Auroral Plasma Physics // *Space Sci. Revs*. 2002. V. 103.
- [Paschmann et al., 2013] *Paschmann G., Øieroset M., Phan T.* In-Situ Observations of Reconnection in Space // *Space Sci. Revs*. 2013.
- [Petrukovich, 2009] *Petrukovich A.A.* Dipole tilt effects in plasma sheet By: statistical model and extreme values // *Annales Geophysicae*. 2009. V. 27. P. 1343–1352.
- [Petrukovich, 2011] *Petrukovich A.A.* Origins of plasma sheet  $B_y$  // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. 7217.
- [Petrukovich et al., 2009] *Petrukovich A.A., Baumjohann W., Nakamura R., Rème H.* Tailward and earthward flow onsets observed by Cluster in a thin current sheet // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. 9203.

- [Petschek, 1964] *Petschek H.E.* Magnetic Field Annihilation // NASA Special Publication. 1964. V. 50. P. 425.
- [Pontius, Wolf(1990)] *Pontius D.H., Jr., Wolf R.A.* Transient flux tubes in the terrestrial magnetosphere // *Geophys. Res. Letts.* 1990. V. 17. P. 49–52.
- [Priest, 2000] *Priest E., Forbes T.* Magnetic Reconnection. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2000.
- [Pritchett, Buchner, 1995] *Pritchett P.L., Buchner J.* Collisionless reconnection in configurations with a minimum in the equatorial magnetic field and with magnetic shear // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P. 3601–3611.
- [Pritchett, Coroniti, 2010] *Pritchett P.L., Coroniti F.V.* A kinetic ballooning/interchange instability in the magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. A06 301.
- [Pritchett, Coroniti, 2011] *Pritchett P.L., Coroniti F.V.* Plasma sheet disruption by interchange-generated flow intrusions // *Geophys. Res. Letts.* 2011. V. 38. P. 10 102.
- [Pritchett, Coroniti, 2013] *Pritchett P.L., Coroniti F.V.* Structure and consequences of the kinetic ballooning/interchange instability in the magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 146–159.
- [Raj et al., 2002] *Raj A., Phan T., Lin R.P., Angelopoulos V.* Wind survey of high-speed bulk flows and field-aligned beams in the near-Earth plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. P. 1419–+.
- [Reeves et al., 2008] *Reeves K.K. et al.* Post-eruptive phenomena in coronal mass ejections and substorms: Indicators of a universal process? // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. 0.
- [Roux et al., 2008] *Roux A. et al.* The Search Coil Magnetometer for THEMIS // *Space Sci. Rev.* 2008. V. 141. P. 265–275.
- [Runov et al., 2009] *Runov A. et al.* THEMIS observations of an earthward-propagating dipolarization front // *Geophys. Res. Letts.* 2009. V. 36. P. L14 106.
- [Runov et al., 2011a] *Runov A. et al.* Dipolarization fronts in the magnetotail plasma sheet // *Planet. Space Sci.* 2011. V. 59. P. 517–525.
- [Runov et al., 2011b] *Runov A. et al.* A THEMIS multicase study of dipolarization fronts in the magnetotail plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. 5216.
- [Runov et al., 2013] *Runov A. et al.* Electron fluxes and pitch-angle distributions at dipolarization fronts: THEMIS multipoint observations // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 744–755.
- [Schmid et al., 2011] *Schmid D. et al.* A statistical and event study of magnetotail dipolarization fronts // *Annales Geophysicae.* 2011. V. 29. P. 1537–1547.
- [Semenov, Lebedeva, 1991] *Semenov V.S., Lebedeva V.V.* Model problem of the reconnection of fine magnetic flux tubes in the cusp region // *Geomagnetism Aeronomy.* 1991. V. 31. P. 974–981.
- [Semenov et al., 1992] *Semenov V.S. et al.* A comparison and review of steady-state and time-varying reconnection // *Planet. Space Sci.* 1992. V. 40. P. 63–87.
- [Semenov et al., 2005] *Semenov V.S. et al.* Reconstruction of the reconnection rate from Cluster measurements: First results // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. P. 11 217.
- [Sergeev et al., 2009] *Sergeev V. et al.* Kinetic structure of the sharp injection/dipolarization front in the flow-braking region // *Geophys. Res. Letts.* 2009. V. 36. P. 21 105.
- [Sergeev et al., 1996] *Sergeev V.A. et al.* Detection of localized, plasma-depleted flux tubes or bubbles in the midtail plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 10 817–10 826.
- [Shabansky, 1971] *Shabansky V.P.* Some Processes in the Magnetosphere // *Space Sci. Revs.* 1971. V. 12. P. 299–418.
- [Shapiro, Sagdeev, 1997] *Shapiro V.D., Sagdeev R.Z.* Nonlinear wave-particle interaction and conditions for the applicability of quasilinear theory // *Phys. Repts.* 1997. V. 283. P. 49–71.
- [Sharma et al., 2008] *Sharma A.S. et al.* Transient and localized processes in the magnetotail: a review // *Annales Geophysicae.* 2008. V. 26. P. 955–1006.
- [Shiokawa et al., 1997] *Shiokawa K., Baumjohann W., Haerendel G.* Braking of high-speed flows in the near-Earth tail // *Geophys. Res. Lett.* 1997. V. 24. P. 1179–1182.



- [Shklyar, Matsumoto, 2009] *Shklyar D., Matsumoto H.* Oblique Whistler-Mode Waves in the Inhomogeneous Magnetospheric Plasma: Resonant Interactions with Energetic Charged Particles // *Surveys Geophys.* 2009. V. 30. P. 55–104.
- [Shklyar, 1981] *Shklyar D.R.* Stochastic motion of relativistic particles in the field of a monochromatic wave // *Sov. JETP.* 1981. V. 53. P. 1197–1192.
- [Shprits et al., 2007] *Shprits Y.Y., Meredith N.P., Thorne R.M.* Parameterization of radiation belt electron loss timescales due to interactions with chorus waves // *Geophys. Res. Letts.* 2007. V. 34. P. 11 110.
- [Sigsbee et al., 2005] *Sigsbee K. et al.* Statistical and superposed epoch study of dipolarization events using data from Wind perigee passes // *Annals Geophysicae.* 2005. V. 23. P. 831–851.
- [Sitnov, Swisdak, 2011] *Sitnov M.I., Swisdak M.* Onset of collisionless magnetic reconnection in two-dimensional current sheets and formation of dipolarization fronts // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. 12 216.
- [Sitnov et al., 2009] *Sitnov M.I., Swisdak M., Divin A.V.* Dipolarization fronts as a signature of transient reconnection in the magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. A04 202.
- [Sitnov et al., 2013] *Sitnov M.I. et al.* Spontaneous formation of dipolarization fronts and reconnection onset in the magnetotail // *Geophys. Res. Letts.* 2013. V. 40. P. 22–27.
- [Sivukhin, 1965] *Sivukhin D.V.* Motion of charged particles in electromagnetic fields in the drift approximation. V. 1. New York: Consultants Bureau, 1965. P. 1–104.
- [Slavin et al., 1995] *Slavin J.A., Owen C.J., Kuznetsova M.M., Hesse M.* ISEE 3 observations of plasmoids with flux rope magnetic topologies // *Geophys. Res. Lett.* 1995. V. 22. P. 2061–2064.
- [Solovev, Shklyar, 1986] *Solovev V.V., Shklyar D.R.* Particle heating by a low-amplitude wave in an inhomogeneous magnetoplasma // *Sov. Phys. JETP.* 1986. V. 63. P. 272–277.
- [Somov, 2010] *Somov B.V.* Magnetic reconnection in solar flares // *Physics Uspekhi.* 2010. V. 53. P. 954–958.
- [Speiser, 1965] *Speiser T.W.* Particle Trajectories in Model Current Sheets, 1, Analytical Solutions // *J. Geophys. Res.* 1965. V. 70. P. 4219–4226.
- [Summers, Ma, 2000] *Summers D., Ma C.-Y.* A model for generating relativistic electrons in the Earth's inner magnetosphere based on gyroresonant wave-particle interactions // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 2625–2640.
- [Summers et al., 1998] *Summers D., Thorne R.M., Xiao F.* Relativistic theory of wave-particle resonant diffusion with application to electron acceleration in the magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 20 487–20 500.
- [Summers et al., 2007] *Summers D., Ni B., Meredith N.P.* Timescales for radiation belt electron acceleration and loss due to resonant wave-particle interactions: 1. Theory // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. P. 4206.
- [Sundberg et al., 2012] *Sundberg T. et al.* MESSENGER observations of dipolarization events in Mercury's magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. 0.
- [Sweet, 1958] *Sweet P.A.* The Neutral Point Theory of Solar Flares / Ed. B. Lehnert // *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics.* V. 6 of IAU Symposium, 1958. P. 123.
- [Svrovatskii, 1981] *Svrovatskii S.I.* Pinch sheets and reconnection in astrophysics // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1981. V. 19. P. 163–229.
- [Svrovatskii, 1971] *Svrovatskii S.I.* Formation of Current Sheets in a Plasma with a Frozen-in Strong Magnetic Field // *Soviet JETP.* 1971. V. 33. P. 933-.
- [Takeuchi, 2005] *Takeuchi S.* New particle accelerations by magnetized plasma shock waves // *Phys. Plasmas.* 2005. V. 12. P. 102 901.
- [Takeuchi, 2008] *Takeuchi S.* Magnetic Trapping Acceleration in Interplanetary Plasmas / *International Cosmic Ray Conference.* V. 2. 2008. P. 243–246.
- [Takeuchi et al., 1987] *Takeuchi S., Sakai K., Matsumoto M., Sugihara R.* Unlimited acceleration of a charged particle by an electromagnetic wave with a purely transverse electric field // *Phys. Letts A.* 1987. V. 122. P. 257–261.

- [Trakhtengerts, 1966] *Trakhtengerts V.Y.* Stationary states of the Earth's outer radiation zone // *Geomagnetism Aeronomy*. 1966. V. 6. P. 827–836.
- [Tsyganenko, 1995] *Tsyganenko N.A.* Modeling the Earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P. 5599–5612.
- [Tverskoy, 1969] *Tverskoy B.A.* Main mechanisms in the formation of the Earth's radiation belts // *Revs. Geophys. Space Phys.* 1969. V. 7. P. 219–231.
- [Ukhorskiy et al., 2013] *Ukhorskiy A.Y., Sitnov M.I., Merkin V.G., Artemyev A.V.* Rapid acceleration of protons upstream of earthward propagating dipolarization fronts // *J. Geophys. Res.* 2013.
- [Vainchtein et al., 2004] *Vainchtein D.L., Rovinsky E.V., Zelenyi L.M., Neishtadt A.I.* Resonances and Particle Stochastization in Nonhomogeneous Electromagnetic Fields // *J. Nonlinear Sci.* 2004. V. 14. P. 173–205.
- [Vainchtein et al., 2005] *Vainchtein D.L., Büchner, J., Neishtadt A.I., Zelenyi L.M.* Quasiadiabatic description of nonlinear particle dynamics in typical magnetotail configurations // *Nonlinear Processes in Geophys.* 2005. V. 12. P. 101–115.
- [Vainchtein et al., 2009] *Vainchtein D.L., Vasiliev A.A., Neishtadt A.I.* Electron dynamics in a parabolic magnetic field in the presence of an electrostatic wave // *Plasma Phys. Reps.* 2009. V. 35. P. 1021–1031.
- [Vainshtein et al., 1999] *Vainshtein D.L., Zelenyi L.M., Neishtadt A.I.* Motion of charged particles in the field of a monochromatic wave in the Earth's magnetospheric tail // *Plasma Phys. Reps.* 1999. V. 25. P. 817–826.
- [Vaivads et al., 2009] *Vaivads A., Retinò A., André M.* Magnetic reconnection in space plasma // *Plasma Phys. Controlled Fusion*. 2009. V. 51(12). P. 124016.
- [Vapirev et al., 2013] *Vapirev A.E. et al.* Formation of a transient front structure near reconnection point in 3-D PIC simulations // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 1435–1449.
- [Vasiliev et al., 2011] *Vasiliev A., Neishtadt A., Artemyev A.* Nonlinear dynamics of charged particles in an oblique electromagnetic wave // *Phys. Letts A.* 2011. V. 375. P. 3075–3079.
- [Vasiliev et al., 2012] *Vasiliev A. et al.* Resonant interaction of charged particles with electromagnetic waves / Eds. X. Leoncini and M. Leonetti // *Chaos, Complexity and Transport*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2012. P. 3–15.
- [Vasiliev, 2002] *Vasiliev A.A.* Shock wave surfing acceleration // *Advance in Plasma Physics*. V. 5. 2002. P. 129–132.
- [Vedenov, Sagdeev, 1961] *Vedenov A.A., Sagdeev R.Z.* Some properties of a plasma with an anisotropic ion velocity distribution in a magnetic field / Ed. M. A. Leontovich // *Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions*. V. 3. 1961. P. 332.
- [Veltri, Zimbardo, 1993] *Veltri P., Zimbardo G.* Electron-whistler interaction at the Earth's bow shock: 2. Electron pitch angle diffusion // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 13335–13346.
- [Webb, Howard, 2012] *Webb D.F., Howard T.A.* Coronal Mass Ejections: Observations // *Living Revs. Solar Phys.* 2012. V. 9. P. 3.
- [Wolf et al., 2012] *Wolf R.A., Chen C.X., Toffoletto F.R.* Thin filament simulations for Earth's plasma sheet: Interchange oscillations // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. 2215.
- [Wu, Shay, 2012] *Wu P., Shay M.A.* Magnetotail dipolarization front and associated ion reflection: Particle-in-cell simulations // *Geophys. Res. Letts.* 2012. V. 39. P. 8107.
- [Yamada et al., 2010] *Yamada M., Kulsrud R., Ji H.* Magnetic reconnection // *Revs. Modern Phys.* 2010. V. 82. P. 603–664.
- [Yoshikawa, 1966] *Yoshikawa S.* Ballooning Interchange Instabilities of Magnetized Plasmas under Gravitational Fields // *Phys. Fluids*. 1966. V. 9. P. 1442–1446.
- [Zelenyi, Artemyev, 2013] *Zelenyi L., Artemyev A.* Mechanisms of Spontaneous Reconnection: From Magnetospheric to Fusion Plasma // *Space Sci. Revs.* 2013.
- [Zelenyi et al., 1990a] *Zelenyi L.M., Lominadze J.G., Taktakishvili A.L.* Generation of the energetic proton and electron bursts in planetary magnetotails // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 3883–3891.

- [Zelenyi et al., 1990b] *Zelenyi L.M., Zogin D.V., Büchner J.* Quasiadiabatic dynamics of charged particles in the tail of the magnetosphere // *Cosmic Research*. 1990. V. 28. P. 369–380.
- [Zelenyi et al., 2010] *Zelenyi L.M. et al.* Earthward electric field in the magnetotail: Cluster observations and theoretical estimates // *Geophys. Res. Letts*. 2010. V. 37. P. L6105.
- [Zelenyi et al., 2011] *Zelenyi L.M. et al.* Thin current sheets in collisionless plasma: Equilibrium structure, plasma instabilities, particle acceleration // *Plasma Phys. Repts*. 2011. V. 37. P. 118–160.
- [Zelenyi et al., 2013] *Zelenyi L.M. et al.* Quasiadiabatic dynamics of charged particles in a space plasma // *Physics Uspekhi*. 2013. V. 56. P. 347–394.
- [Zhang et al., 2012] *Zhang T.L. et al.* Magnetic Reconnection in the Near Venusian Magnetotail // *Science*. 2012. V. 336. P. 567–.
- [Zhou et al., 2013] *Zhou M. et al.* Cluster observations of kinetic structures and electron acceleration within a dynamic plasma bubble // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 674–684.
- [Zhou et al., 2010] *Zhou X., Angelopoulos V., Sergeev V.A., Runov A.* Accelerated ions ahead of earthward propagating dipolarization fronts // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. A00I03.
- [Zhou et al., 2011] *Zhou X.-Z., Angelopoulos V., Sergeev V.A., Runov A.* On the nature of precursor flows upstream of advancing dipolarization fronts // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. 3222.
- [Zhou et al., 2012a] *Zhou X.-Z. et al.* Emergence of the active magnetotail plasma sheet boundary from transient, localized ion acceleration // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. 10216.
- [Zhou et al., 2012b] *Zhou X.-Z. et al.* Dipolarization fronts and associated auroral activities: 2. Acceleration of ions and their subsequent behavior // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. 10227.
- [Zieger et al., 2011] *Zieger B. et al.* Jet front-driven mirror modes and shocklets in the near-Earth flow-braking region // *Geophys. Res. Letts*. 2011. V. 38. P. 22103.

### III.5. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ, ЭВОЛЮЦИИ НАГРЕВА И УСКОРЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ, СОЗДАВАЕМЫХ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ

*А. Г. Франк, Н. П. Кирий*

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия, annfrank@fpl.gpi.ru, kyrie@fpl.gpi.ru

В рамках лабораторных экспериментов, посвященных изучению динамики и эволюции токовых слоев, проведено сопоставление структуры магнитных полей, электрических токов и электродинамических сил с характеристиками сверхтепловых плазменных потоков, которые ускоряются вдоль ширины токового слоя, по направлению от центра к обоим боковым краям. Показано, что энергии плазменных потоков, которые определялись методами спектроскопии, в основном, согласуются с пространственно-временными характеристиками сил Ампера, полученными на основе магнитных измерений. Установлено, что на поздних стадиях эволюции возможно появление у боковых концов слоя токов обратного направления по отношению к основному току, протекающему в слое. Со временем область локализации обратных токов постепенно расширяется по направлению от периферии к центральной области токового слоя. Показано, что генерация токов обратного направления обусловлена движением высокоскоростных потоков плазмы в сильном поперечном магнитном поле у боковых краев токового слоя.

#### 1. Введение

Формирование токовых слоев в пространственно выделенных областях замагниченной плазмы, концентрация избыточной магнитной энергии, а также возможность ее быстрого высвобождения в процессах магнитного пересоединения интенсивно исследуются в течение последних десятилетий. Особый интерес к этим проблемам обусловлен тем, что, согласно современным представлениям, динамика токовых слоев лежит в основе самых разнообразных явлений вспышечного типа, таких, как вспышки на Солнце и звездах, суббури в магнитосферах Земли и планет, неустойчивости срыва в плазме токамаков и др. [Sweet, 1958; Parker, 1963; Syrovatskii, 1981; Кадомцев, 1987; Biscamp, 2000; Forbes, 2000; Зеленый и др., 2010]. Наряду с интенсивным развитием теоретических исследований, в течение последних десятилетий динамика токовых слоев и процессы магнитного пересоединения активно изучаются методами экспериментальной физики [Bratenahl, Yeats, 1970; Ohyabu, Kawashima, 1972; Сыроватский и др., 1972; Алтынцев, Красов, 1974; Stenzel, Gekelman, 1981; Ono et al., 1993; Yamada et al., 1997; Yamada et al., 2010; Frank, 1999; Brown, 1999; Bellan et al., 2005; Egedal et al., 2005; Intrator et al., 2007; Франк, 2008; Франк, 2010]. Основная направленность таких исследований обусловлена как фундаментальным характером проблем преобразования магнитной энергии в плазме в сложных неоднородных магнитных полях, так и изучением и/или моделированием в лабораторных условиях различных нестационарных астрофизических явлений, основу которых составляют динамика токовых слоев и процессы магнитного пересоединения. Результаты лабора-

торных экспериментов могут способствовать лучшему пониманию природы явлений, которые оказывают существенное влияние на состояние межпланетного пространства, на атмосферу Земли, планет и, наконец, на «космическую погоду».

Как известно, наиболее мощные проявления солнечной активности — это солнечные вспышки [Sweet, 1958; Parker, 1963; Syrovatskii, 1981; Priest, Forbes, 2000] и корональные выбросы массы — Coronal Mass Ejections, CME см. [Forbes, 2000; Кузнецов, 2008] и цитированную там литературу. Как вспышки, так и CMEs зарождаются в активных областях Солнца, обладающих сложной магнитной структурой и сильным магнитным полем. Источником энергии, выделяющейся при развитии CMEs и во вспышках, являются непотенциальные магнитные поля активных областей Солнца, которые создаются электрическими токами, протекающими в солнечной короне. Как было показано теоретически и подтверждено экспериментально, формирование в замагниченной плазме протяженных токовых слоев приводит к концентрации в их окрестности значительного запаса магнитной энергии. Последующее преобразование этой энергии в другие виды в результате процессов магнитного пересоединения может протекать как сравнительно медленно, в течение всего времени существования метастабильного слоя, так и взрывным образом — в случаях, когда происходит быстрое разрушение слоя. При взрывном разрушении токового слоя, как правило, реализуется весь комплекс явлений, который характеризует первичное энерговыделение в солнечных вспышках, в том числе возбуждение импульсных электрических полей и ускорение заряженных частиц. При этом имеется качественная аналогия между основными физическими процессами в токовых слоях, которые формируются в лабораторных условиях, и явлениями в космическом пространстве, в том числе на Солнце, см. [Франк, 2008; Франк, 2010; Frank, 2012] и цитированную там литературу.

Вместе с тем, в целом ряде экспериментов наблюдались потоки плазмы, которые выбрасывались из слоя со сверхтепловыми скоростями, причем генерация плазменных потоков происходила в течение метастабильной стадии эволюции токового слоя, наряду с эволюционным нагревом электронов и ионов [Воронов и др., 2008; Кирий и др., 2010; Кирий и др., 2012; Франк, 2012]. Другими словами, было показано, что преобразование магнитной энергии, сосредоточенной в окрестности токового слоя, в энергию высокоскоростных потоков плазмы может происходить еще до начала или даже в отсутствие вспышечных процессов.

Такие мощные явления на Солнце как выбросы массы (CMEs) сопровождаются образованием токовых слоев, в которых, благодаря процессам магнитного пересоединения, происходит ускорение как заряженных частиц, так и потоков плазмы, см., например, [Shibata et al., 1995]. Выбросы плазмы из токовых слоев в магнитных полях активных областей Солнца, по-видимому, могут служить объяснением целого спектра эруптивных явлений в солнечной атмосфере [Филиппов, 2007].

Лабораторные эксперименты, как правило, проводятся в хорошо контролируемых условиях, с применением современных методов диагностики плазмы [Франк и др., 2008]. Это дает возможность сопоставлять характеристики магнитных полей, электрических токов и электродинамических сил в токовых слоях, с одной стороны, с различными эффектами динамики плазмы, с другой стороны. В настоящей работе представлены экспериментальные результаты, полученные в последнее время на установке ТС-3D в Институте общей физики им. А. М. Прохорова [Воронов и др., 2008; Франк, 2008; Франк, 2010; Островская и др., 2010; Кирий и др., 2010; Кирий и др., 2012; Франк, Сатунин, 2011; Frank et al., 2011; Кирий, Франк, 2012].

На основе изучения пространственных распределений магнитных полей токовых слоев, сформированных в различных условиях, была исследована структура электродинамических сил, которые могут ускорять плазму вдоль поверхности токового слоя. Установлена корреляция между пространственно-временными характеристиками сил

Ампера и параметрами сверхтепловых потоков плазмы, измеренных спектроскопическими методами.

При анализе распределений электрического тока на последовательных стадиях эволюции слоя были обнаружены два новых эффекта, которые проявляются преимущественно на поздних стадиях эволюции. Установлено, что, во-первых, у боковых концов (по ширине слоя) возникают токи обратного направления по отношению к основному току в центральной области и, во-вторых, со временем происходит существенное увеличение меньшего поперечного размера (толщины) токового слоя в периферийных областях по ширине слоя. Эти эффекты, в свою очередь, должны оказывать влияние на динамику плазмы, которая сосредоточена в пределах токового слоя [Островская, Франк, 2014; Островская и др., 2016; Франк, Сатунин, 2014].

Можно предполагать, что эксперименты, в которых проводится анализ магнитной структуры токовых слоев в сочетании с изучением ускорения плазмы, будут способствовать развитию сравнительно нового направления физики плазмы — «лабораторной астрофизики» [Koepeke, 2008; Zweibel, Yamada, 2009; Frank et al., 2011; Artemyev et al., 2013; Франк и др., 2016; Юшков и др., 2015].

## 2. Экспериментальная установка и методы диагностики

Экспериментальные исследования формирования и эволюции токовых слоев проводятся с помощью установки ТС-3D, рис. 1, 2 [Frank, 1999; Богданов и др., 2000; Frank et al., 2005]. Квазистационарное магнитное поле с особой линией X типа на оси  $z$

$$B = \{B_x^0, B_y^0, B_z^0\} = \{hy; hx; B_z^0\} \quad (1)$$

создается токами, протекающими в проводниках и катушках, которые расположены снаружи кварцевой вакуумной камеры диаметром 18 см и длиной 100 см, так что X линия совмещена с осью камеры. В описываемых экспериментах градиент магнитного поля в плоскости  $(x, y)$  изменялся в диапазоне  $h = (0.3-0.65)$  кГс/см, а продольное магнитное поле в пределах  $B_z = (0-3)$  кГс. Вакуумная камера заполнялась либо аргоном до давления  $p = 28$  мТорр, либо гелием до давления  $p = 320$  мТорр. В магнитном поле (1) с помощью вспомогательного  $\Theta$ -разряда с сильной предварительной ионизацией создавалась начальная плазма с концентрацией  $N_e = 10^{14}-10^{15}$  см $^{-3}$ ,

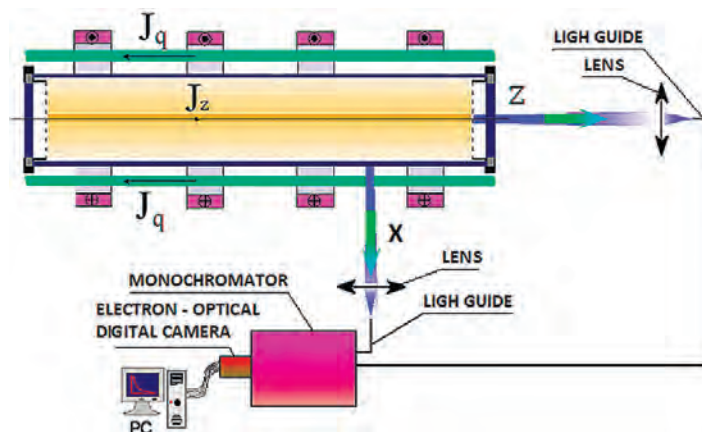


Рис. 1. Схема экспериментальной установки ТС-3D и двухканальной оптической системы регистрации излучения плазмы в различных спектральных линиях в  $z$ - и  $x$ -направлениях

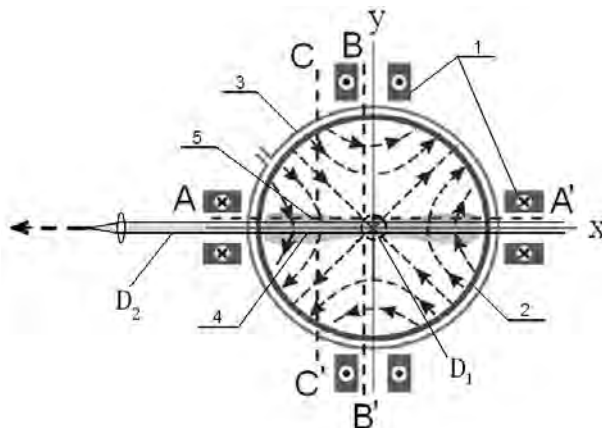


Рис. 2. Поперечное сечение установки TC-3D: 1 — проводники с токами для возбуждения 2D (поперечного) магнитного поля с нулевой линией на оси  $z$ :  $B = \{B_x^0; B_y^0; 0\} = \{hy; hx; 0\}$ , силовые линии которого показаны на рисунке штриховыми линиями со стрелками; 2 — вакуумная камера; 3 — система витков  $\Theta$ -разряда для создания начальной плазмы в магнитном поле (1); 4 — токовый слой; 5 — линии (AA', BB', CC'), вдоль которых перемещались магнитные зонды; D<sub>1</sub> — квазицилиндрическая область, протяженная вдоль оси  $z$ , для сбора излучения плазмы в  $z$ -канале; D<sub>2</sub> — квазицилиндрическая область, протяженная вдоль оси  $x$ , для сбора излучения в  $x$ -канале

практически однородная в  $z$ -направлении, как и поле (1). Затем, в подготовленной таким образом плазме возбуждается ток  $J_z$ , для чего между двумя торцевыми электродами, расположенными на расстоянии  $\Delta z = 60$  см друг от друга, прикладывалось импульсное напряжение  $U_z = 15\text{--}25$  кВ. Зависимость тока  $J_z$  от времени близка к синусоидальной, с амплитудой 70 кА и полупериодом 6 мкс. Формирование токового слоя обычно происходит в течение 0.5–1.5 мкс после возбуждения тока  $J_z$ .

Структура магнитного поля токового слоя исследовалась с помощью системы магнитных зондов, которые регистрировали одновременно три взаимно перпендикулярных компоненты магнитного поля протекающего в плазме тока [Богданов и др., 2007a; Frank et al., 2008; Frank et al., 2009]. Каждый зонд представляет собой миниатюрную катушку диаметром и длиной 1.5–2 мм, содержащую 15 витков. Зонды могут перемещаться в одной из двух кварцевых измерительных трубок диаметром 4 мм, которые расположены внутри вакуумной камеры примерно на середине межэлектродного расстояния. Одна из трубок совмещена с хордой, смещенной относительно диаметра камеры либо на 1.2 см в одной серии экспериментов, либо на 0.8 см в другой серии (линии AA' и BB' на рис. 2). Вторая трубка смещена относительно диаметра камеры на 5 см (линия CC' на рис. 2). Проинтегрированные сигналы магнитных зондов записывались с помощью цифрового осциллографа Tektronix TDS2014 и сохранялись в компьютере. Полученные данные обрабатывались с помощью специально разработанной программы, подробнее см. [Богданов и др., 2007a]. Для получения пространственных распределений магнитных полей сигналы зондов регистрировались последовательно в различных точках, расположенных вдоль длины измерительной трубки, в разных импульсах работы экспериментальной установки. В каждой точке регистрировалось несколько осциллограмм, которые достаточно хорошо повторялись. Временное разрешение магнитных измерений составляло  $\sim 0.05$  мкс, пространственное разрешение  $\sim 0.4$  см.



При проведении спектральных измерений регистрировались профили спектральных линий однократно ионизованных ионов либо аргона Ag II 480.6 нм, либо гелия He II 320.3 нм, He II 468.6 нм. При обработке данных использовались специально созданные программы с учетом констант уширения этих линий [Кирий и др., 2010; Кирий, Франк, 2012].

Штарковское уширение спектральной линии Ag II 480.6 нм в условиях описываемого эксперимента пренебрежимо мало, поэтому уширение этой линии определялось эффектом Доплера. Уширения спектральных линий водородоподобных ионов гелия He II 468.6 нм и He II 320.3 нм обусловлены как эффектом Доплера, так и эффектом Штарка. Однако константы доплеровского и штарковского уширений этих линий значительно отличаются по величине, что дает возможность определять энергии теплового и направленного движения ионов в токовом слое, а также концентрацию электронов.

Чтобы выделить направленные скорости ионов на фоне тепловых скоростей была использована схема двухканальных спектральных измерений, рис. 1, 2. Излучение плазмы, принималось одновременно в двух взаимно перпендикулярных направлениях: вдоль направления тока (ось  $z$ ) и вдоль ширины (большого поперечного размера) токового слоя (ось  $x$ ), рис. 2, подробнее см. [Кирий и др., 2010]. В  $z$ -направлении излучение собиралось из приосевой области камеры диаметром  $\sim 1.5$  см. Из доплеровского уширения спектральных линий Ag II 480.6 нм и He II 468.6 нм в этом канале определились температуры ионов аргоновой и гелиевой плазмы, поскольку направленные движения в токовом слое наблюдаются главным образом в плоскости  $(x, y)$ . Для изучения направленных движений плазмы излучение собиралось вдоль оси  $x$  из квазицилиндрической области диаметром  $\sim 2.5$  см.

Подчеркнем, что движение ионов в токовых слоях имеет сложный характер: ионы движутся как по направлению к приемнику излучения, так и в противоположном направлении, а абсолютные значения скоростей могут изменяться в пределах области, из которой принимается излучение. Это приводит к усреднению доплеровских сдвигов вдоль луча зрения. В результате эффект Доплера проявляется в виде дополнительного уширения спектральных линий (по сравнению с тепловым), а не сдвига.

В каждом из каналов оптической схемы для сбора излучения использовалась кварцевая линза, отобразившая выделенную часть плазменного слоя на торец кварцевого световода, который располагался практически в фокусе линзы. Излучение плазмы по световодам передавалось на входную щель монохроматора МДР-3 с фокусным расстоянием объектива 600 мм и с решеткой, имеющей 1200 шт/мм, обеспечивающей обратную линейную дисперсию  $D = 1.3$  нм/мм. В качестве приемника излучения использовалась цифровая камера «Nanogate 1-UF», которая представляет собой электронно-оптический преобразователь с усилителем яркости на основе микроканальной пластины с CCD-матрицей в качестве детектора.

### 3. Структура магнитного поля токового слоя

Возбуждение тока  $J_z$ , направленного параллельно  $X$  линии магнитного поля (1), приводит к существенному изменению структуры исходной магнитной конфигурации и к формированию токового слоя [Frank, 1999; Богданов и др., 2000; Богданов и др., 2007a; Frank et al., 2005; Frank et al., 2008; Frank et al., 2009]. Компонента магнитного поля  $B_x$  — тангенциальная к поверхности слоя — значительно возрастает, тогда как нормальная к слою компонента  $B_y$  уменьшается. Это соответствует концентрации электрического тока  $j_z$  в слое и накоплению магнитной энергии в его окрестности. Реальное магнитное поле  $\mathbf{B}^T$  в окрестности токового слоя представляет собой сумму

квазистационарного поля (1) и магнитного поля  $\mathbf{B}^J$ , которое обусловлено токами плазмы, таким образом

$$B_x^T = B_x^0 + B_x^J = hy + B_x^J; \quad B_y^T = B_y^0 + B_y^J = hx + B_y^J.$$

На рис. 3а, б приведены распределения тангенциальной компоненты магнитного поля  $B_x^J(y)$  и плотности тока  $j_z(y)$  в двух сечениях токового слоя: в центральной области вблизи X линии, при  $x = -0.8$  см (а), и вдали от X линии, при  $x = -5$  см (б).

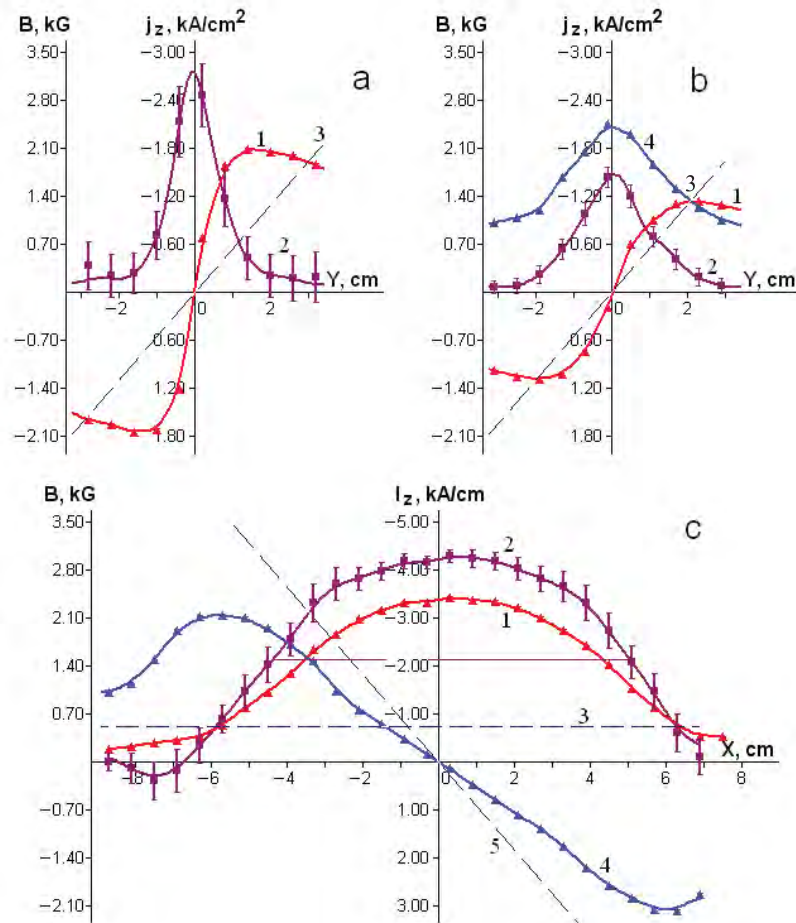


Рис. 3. Распределения магнитных полей и токов поперек токового слоя: при  $x = -0.8$  см (а); при  $x = -5$  см (б); и вдоль ширины слоя при  $y = \Delta y = +0.8$  см (с). (а), (б): 1 — тангенциальная компонента поля, создаваемого токами плазмы,  $B_x^J(y)$ ; 2 — плотность тока  $j_z(y)$ ; 3 — тангенциальная компонента исходного магнитного поля  $B_x^0(y) = hy$ ; 4 — нормальная компонента магнитного поля, создаваемого токами плазмы,  $B_y^J(y)$ . (с): 1 — тангенциальная компонента магнитного поля, создаваемого токами плазмы,  $B_x^J(x)$ ; 2 — ток  $I_z(x)$  в области  $|y| \leq \Delta y = 0.8$  см; 3 — тангенциальная компонента исходного магнитного поля  $B_x^0(y) = h\Delta y$ ; 4 — нормальная компонента магнитного поля, создаваемого токами плазмы,  $B_y^J(x)$ ; 5 — функция  $\{-B_y^0(x)\} = -hx$ . Условия эксперимента:  $\text{Ar}$ ,  $p = 28$  мТорр,  $B_z = 0$ ,  $h = 0.63$  кГс/см,  $J_z^{\text{max}} = 45$  кА,  $t = 1.9$  мкс

Зависимости тангенциальной компоненты магнитного поля  $B_x^J(y)$  от координаты  $y$  характеризуются резким изменением ее величины и направления в окрестности средней плоскости токового слоя ( $y = 0$ ), где плотность тока  $j_z$  достигает максимальных значений;  $j_z(y = 0) \cong 2.75$  кА/см<sup>2</sup> при  $x = -0.8$  см, и  $j_z(y = 0) \cong 1.5$  кА/см<sup>2</sup> при  $x = -5$  см. С удалением от X линии вдоль оси  $x$  поперечный размер слоя  $2\delta y_{0.5}$  увеличивается. Под поперечным размером, или толщиной слоя, здесь подразумевается полная толщина на половине максимума в распределении тока. Так, при  $x = -0.8$  см толщина слоя составляет  $2\delta y_{0.5} = 1.6$  см, тогда как при  $x = -5$  см, соответственно  $2\delta y_{0.5} = 2.3$  см, т. е. поперечный размер слоя (в  $y$ -направлении) на периферии заметно превышает поперечный размер центральной области слоя.

На рис. 3с представлены распределения тангенциальной и нормальной компонент магнитного поля,  $B_x^J(x)$  и  $B_y^J(x)$ , которые создаются токами плазмы и были измерены при значении координаты  $y = \Delta y = 0.8$  см. Здесь же показано распределение тока  $I_z(x)$ , который представляет собой интеграл от плотности тока  $j_z(y)$  по области  $|y| \leq \Delta y$ .

Как видно из рис. 3с, значение  $B_x^J(x = 0)$  превышает начальное значение магнитного поля  $B_x^0 = h\Delta y$  приблизительно в 5 раз (ср. кривую 1 с прямой линией 3). Тангенциальные компоненты поля  $B_x^0$ ,  $B_x^J$  и, следовательно, их сумма  $B_x^T$  имеют один и тот же знак. В отличие от тангенциальных компонент, нормальная компонента магнитного поля  $B_y^J$ , которую создают токи плазмы, (кривая 4) противоположна по знаку нормальной компоненте  $B_y^0$  исходного поля (прямая 5). Поскольку в любой точке величина компоненты  $|B_y^J(x)|$  меньше, чем величина  $|B_y^0| = |hx|$ , нормальная компонента  $B_y^T$  реального магнитного поля по величине меньше, чем  $B_y^0$ , но имеет тот же знак, что и  $B_y^0$ .

Ток  $I_z(x)$ , приходящийся на 1 см ширины токового слоя и сосредоточенный в области  $|y| \leq \Delta y$ , вычислялся с помощью уравнения Максвелла с учетом симметрии токового слоя

$$I_z(x, t) = -\frac{c}{2\pi} \left\{ B_x^J(x, t) - \frac{\partial B_y^J}{\partial x} \Delta y \right\}. \quad (2)$$

Максимум тока  $I_z(x)$  расположен вблизи X-линии ( $x = 0$ ) и составляет  $I_z = -4.2$  кА/см. Величина тока постепенно спадает с удалением от X-линии, рис. 3с. Полная ширина слоя, которая определяется по уровню равному половине от максимума в распределении тока  $I_z(x)$ , равняется  $2\delta x_{0.5} \cong 9.6$  см.

Таким образом, из рис. 3, следует, что ток плазмы  $j_z$  сосредоточен в области вытянутой вдоль оси  $x$  и сжатой вдоль оси  $y$ , т. е. область тока принимает форму слоя. В таком токовом слое имеют место явления магнитного пересоединения, которые сопровождаются преобразованием магнитной энергии в тепловую и кинетическую энергию частиц плазмы.

#### 4. Перераспределение электрических токов в слое

При анализе изменений структуры токового слоя во времени, в качестве основных, выбраны следующие параметры слоя: максимальная плотность тока в средней плоскости  $j_z^0 = j_z(y = 0)$  и размеры слоя в направлении вдоль оси  $y$  на двух уровнях плотности тока:  $0.5j_z^0$  и  $0.1j_z^0$  (рис. 4).

После возбуждения тока в плазме  $J_z$ , плотность тока  $j_z^0$  быстро возрастает, в то время как размеры слоя по уровням  $2\delta y_{0.5}$  и  $2\delta y_{0.1}$  сокращаются, откуда следует, что ток сжимается к средней плоскости слоя. Плотность тока  $j_z^0$  достигает максимальной величины в момент времени  $t^{\max} \cong 2.3$  мкс (рис. 4), а затем  $j_z^0$  постепенно уменьшается, при этом толщина слоя в окрестности X-линии изменяется лишь незначительно,

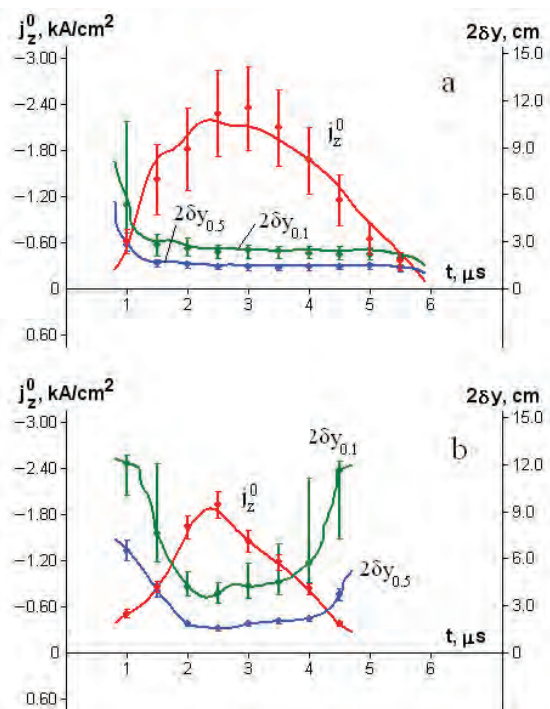


Рис. 4. Изменения во времени максимальной плотности тока  $j_z^0$  в средней плоскости токового слоя ( $y = 0$ ) и поперечных размеров слоя,  $2\delta y_{0.5}$  и  $2\delta y_{0.1}$ , которые определялись на двух уровнях плотности тока, при  $j_z = 0.5j_z^0$  и  $j_z = 0.1j_z^0$ , в двух сечениях: при  $x = -0.8$  см (а); при  $x = -5$  см (б). Условия эксперимента:  $\text{Ag}$ ,  $p = 28$  мТорр,  $B_z = 0$ ,  $h = 0.63$  кГс/см,  $J_z^{\text{max}} = 45$  кА

рис. 4а. Вдали от Х-линии толщина слоя возрастает, сначала плавно, а затем резко. Величина  $j_z^0$  на периферии уменьшается быстрее, чем в центральной части токового слоя, рис. 4б. Таким образом, на заключительной стадии развития слоя область тока вдоль направления  $y$  плавно расширяется в периферийных областях, т. е. происходит «утолщение» слоя [Франк, Сатунин, 2011].

Еще один интересный эффект был обнаружен при анализе распределений тока  $I_z(x)$  (2) в последовательные моменты времени. На краях токового слоя ( $|x| > 5$  см) возникают обратные токи, т. е. токи, направленные в противоположную сторону по отношению к основному току, который протекает в центральной области слоя, рис. 5 [Франк, Сатунин, 2011; Frank et al., 2011].

На ранней стадии, в момент времени  $t = 1.6$  мкс, в распределении  $I_z(x)$  присутствуют токи только одного направления, и это направление задано внешним электрическим полем  $E_z$ , приложенным между электродами разрядной системы. Но уже к моменту  $t = 2.3$  мкс в областях  $|x| \geq 6$  см появляется обратный ток  $I_z \cong +0.74$  кА/см, амплитуда которого составляет 20% от тока в середине слоя  $I_z(0) = -3.75$  кА/см. Следует отметить, что к моменту времени  $t = 2.3$  мкс полный ток плазмы  $J_z$  еще не достигает своего максимального значения и направление поля  $E_z$  остается тем же, что и в начальный момент ( $t = 0$ ), но при этом заметно уменьшается по величине.

Токи обратного направления, первоначально возникшие в областях  $|x| \geq 6$  см со временем увеличиваются, рис. 5,  $t \cong 2.3$  мкс, а области, в которых сосредоточены

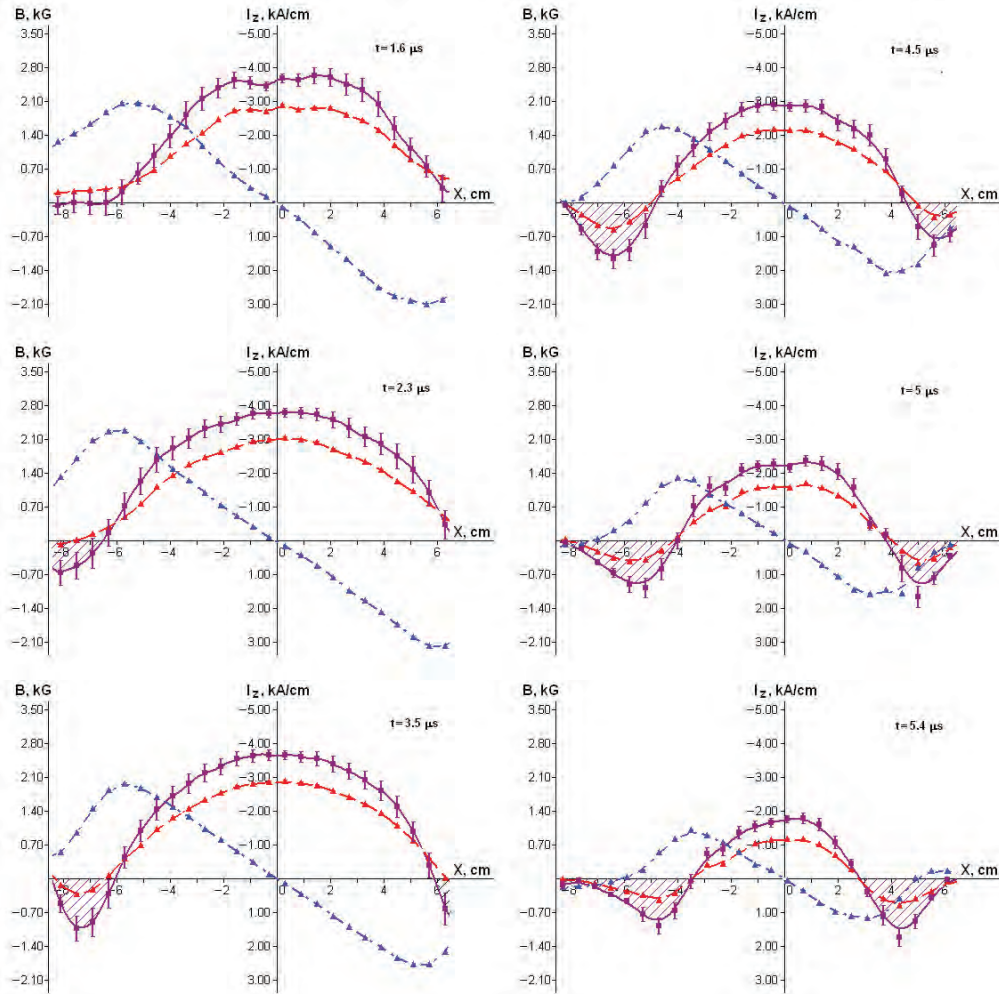


Рис. 5. Распределения тангенциальной  $B_x^J(x)$  и нормальной  $B_y^J(x)$  компонент магнитного поля токового слоя и тока  $I_z(x)$ , сосредоточенного в области  $|y| \leq \Delta y = 0.8$  см в последовательные моменты времени. Области, в которых появляются обратные токи, выделены штриховкой: 1 —  $B_x^J(x)$  (штриховая линия), 2 —  $B_y^J(x)$  (штрихпунктирная линия), 3 —  $I_z(x)$  (сплошная линия).  
Условия эксперимента:  $A_g, p = 28$  мТорр,  $B_z = 0$ ,  $h = 0.63$  кГс/см,  $J_z^{\max} = 45$  кА

обратные токи, постепенно расширяются вдоль оси  $x$  по направлению к центру слоя,  $t = 2.3$ – $4.5$  мкс. К моменту  $t \cong 4.5$  мкс обратный ток в области  $x = -6.2$  см достигает значения  $I_z = +1.56$  кА/см. Одновременно с увеличением обратных токов происходит уменьшение основного тока в середине слоя, от  $I_z(0) = -3.65$  кА/см при  $t = 3.5$  мкс до  $I_z(0) = -1.77$  кА/см при  $t = 5.4$  мкс.

Токи  $I_z(x)$  были проинтегрированы по  $x$  в пределах половины ширины токового слоя ( $-R \leq x \leq 0$ ), где  $R$  — радиус вакуумной камеры. Токи прямого направления интегрировались по центральной области слоя ( $x^R \leq x \leq 0$ ), а обратные токи — по периферийной области ( $-R \leq x \leq x^R$ ); здесь  $x^R(t)$  обозначает точку, в которой ток  $I_z(x, t)$  изменяет направление. Зависимости проинтегрированных величин  $Y_z(t) =$

$= \int I_z(x, t) dx$  для обратных и прямых токов соответственно позволяют проследить за эволюцией обратных и прямых токов при формировании токовых слоев в различных режимах, рис. 6.

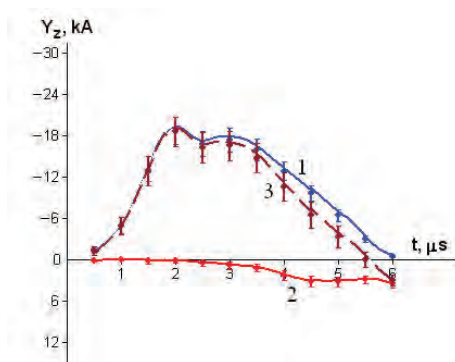


Рис. 6. Зависимость от времени интегральных значений токов  $Y_z(t) = \int I_z(x, t) dx$ : 1 — токи прямого направления, проинтегрированные по центральной области ( $x^R \leq x \leq 0$ ); 2 — токи обратного направления, проинтегрированные по периферийной области ( $-R \leq x \leq x^R$ ); 3 — суммарный ток, проинтегрированный по полуширине слоя ( $-R \leq x \leq 0$ ). В точке  $x^R(x, t)$  суммарный ток  $I_z(x, t)$  меняет направление на обратное. Условия эксперимента:  $A_g, p = 28$  мТорр,  $B_z = 0$ ,  $h = 0.63$  кГс/см,  $J_z^{\max} = 45$  кА

Генерация и усиление обратных токов свидетельствуют о проявлении дополнительных динамических эффектов в токовых слоях. Можно предположить, что появление обратных токов обусловлено движением высокоскоростных потоков плазмы в сильном поперечном магнитном поле, что может привести к появлению дополнительного электрического поля  $\mathbf{E}' = (1/c)[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$  с обратным знаком и, соответственно, обратного тока. Более подробное обсуждение следует ниже, в разделе 7. Необходимо подчеркнуть, что возможность существования прямых и обратных токов в токовых слоях была предсказана теоретически в работе С. И. Сыроватского [Сыроватский, 1971].

## 5. Структура электродинамических сил в токовых слоях

Результаты измерений магнитных полей и токов в плазме токового слоя позволили рассчитать электродинамические силы, которые могут приводить к ускорению плазмы и к возникновению направленных потоков плазмы в токовых слоях. Плазма может ускоряться под действием сил Ампера и градиента газокинетического давления

$$M_i N_i \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]. \quad (3)$$

Здесь  $M_i$  и  $N_i$  — масса и концентрация ионов плазмы,  $p$  — газокинетическое давление плазмы,  $(1/c)[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]$  — плотность сил Ампера. Действующие в  $y$ -направлении силы Ампера вызывают сжатие тока и плазмы и приводят к образованию токового слоя, тогда как давление плазмы препятствует сжатию. В результате после стадии формирования слоя устанавливается равновесие между силами Ампера и градиентом давления сравнительно плотной нагретой плазмы, сконцентрированной в слое [Богданов и др., 2000; Богданов и др., 2006; Богданов и др., 2007b; Frank et al., 2005; Воронов и др., 2008].



В  $x$ -направлении, т. е. вдоль поверхности токового слоя, градиент давления пренебрежимо мал, поэтому динамику плазмы определяют в основном силы Ампера. В двумерном (2D) магнитном поле (в отсутствие продольного поля  $B_z$ )  $f_x$ -компонента силы Ампера, действующая вдоль поверхности токового слоя, зависит от плотности тока  $j_z$  и может появляться только при наличии нормальной к слою компоненты магнитного поля  $B_y$

$$f_x(x, y, t) = -\frac{1}{c} j_z(x, y, t) B_y^T(x, y, t). \quad (4)$$

Усредненная по области  $|y| \leq \Delta y$  плотность тока  $\bar{j}_z(x, t) = I_z(x, t)/2\Delta y$  позволяет определить значение средней силы, действующей на плазму токового слоя, сосредоточенную в этой области [Франк, Сатунин, 2011]

$$F_x(x, t) = \bar{f}_x(x, t) 2\Delta y = -\frac{1}{c} I_z(x, t) B_y^T(x, t). \quad (5)$$

На рис. 7 приведены типичные зависимости  $F_x(x)$ ,  $I_z(x)$  и  $B_y^J(x)$  для момента времени  $t = 1.9$  мкс; здесь же приведена зависимость  $\{-B_y^0(x)\} = -hx$ . Заметим, что заштрихованные области (между прямой  $\{-B_y^0(x)\}$  (4) и функцией  $B_y^J(x)$  (2), полученной на основе магнитных измерений) соответствуют величинам нормальной к слою компоненты  $\{-B_y^T(x)\} = -(B_y^0 + B_y^J)$ . Как видно из рис. 7, при  $x > 0$  и  $x < 0$  силы Ампера направлены в противоположные стороны, от середины слоя наружу, к его обоим боковым краям. Максимальные значения этих сил достигают величины  $|F_x| = 0.6$  Мдин/см<sup>2</sup> при  $|x| = 4-4.5$  см.

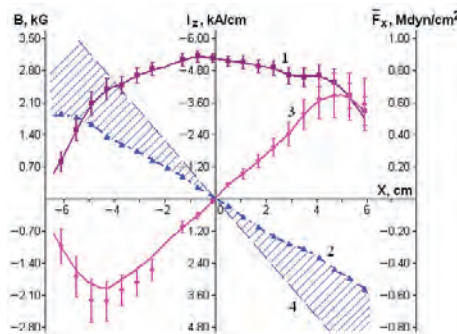


Рис. 7. Распределения тока  $I_z(x)$ , интегрального в пределах области  $|y| \leq \Delta y = 1.2$  см (1), нормальной компоненты магнитного поля, измеренной магнитным зондом,  $B_y^J(x)$  (2), силы Ампера  $F_x(x)$ , усредненной по области  $2\Delta y$  (3), и функции  $\{-B_y^0(x)\} = -hx$  (4). Высота заштрихованной области, заключенной между линиями (4) и (2), соответствует величине нормальной компоненты магнитного поля токового слоя  $\{-B_y^T(x)\} = -(B_y^0 + B_y^J)$ . Условия эксперимента: Ag,  $p = 28$  мТорр,  $B_z = 0$ ,  $h = 0.63$  кГс/см,  $J_z^{\max} = 62$  кА,  $t = 1.9$  мкс

Распределения сил  $F_x(x, t)$  позволяют в каждый момент времени оценить энергию ионов в плазменных потоках при их ускорении вдоль поверхности токового слоя (вдоль оси  $x$ ). Энергия ионов в ускоренном потоке плазмы определяется работой сил Ампера на расстоянии равном полуширине слоя ( $0 \leq x \leq R$ ), где  $R$  — радиус вакуумной камеры,

$$\int \bar{f}_x(x) dx = N_i W_x. \quad (6)$$



Плотность электромагнитных сил  $\overline{f}_x(x)$ , усредненная по толщине слоя в пределах  $|y| \leq \Delta y$ , определяется из уравнения (5),  $\overline{f}_x(x, t) = F_x(x, t) / 2\Delta y$ .

Очевидно, что при одной и той же величине интеграла в левой части уравнения (6), энергия ионов  $W_x$  должна быть тем выше, чем меньше плотность ускоряемых ионов, причем величина  $W_x$  не зависит от массы ионов  $M_i$ . Вместе с тем, интервал времени, в течение которого ионы приобретают энергию  $W_x$ , возрастает с увеличением массы иона пропорционально  $M_i^{1/2}$ .

## 6. Ускорение плазмы силами Ампера. Энергии плазменных потоков

Генерация сверхтепловых потоков плазмы, которые ускорялись вдоль ширины токового слоя, была обнаружена и исследована методами спектроскопии [Кирий и др., 2010; Кирий и др., 2012; Frank et al., 2011; Кирий, Франк, 2012]. Чтобы оценить вклад различных механизмов в уширение спектральных линий, измерения проводились одновременно в  $z$ - и  $x$ -направлениях, рис. 1, 2. Различия в уширении спектральных линий, зарегистрированных в двух направлениях, позволяют выделить направленные скорости ионов на фоне тепловых (подробнее см. раздел 2).

В токовых слоях, сформированных в аргоне, ионная температура  $T_i$  в середине токового слоя и средняя энергия плазменных потоков  $W_x$  определялись из уширения профилей спектральной линии Ag II 480.6 нм, рис. 8. Из рисунка видно, что значения  $T_i$  и  $W_x$  возрастают со временем: в течение интервала времени  $\sim 4$  мкс температура изменяется от  $\sim 25$  до  $\sim 45$  эВ, в то время как энергия  $W_x$  растет еще быстрее и достигает величины  $\sim 85$  эВ.

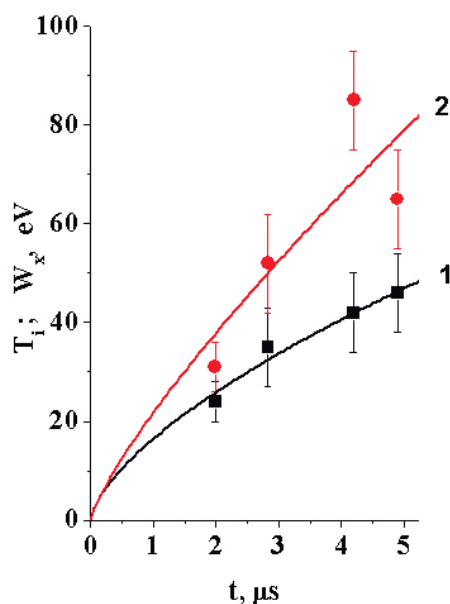


Рис. 8. Зависимости от времени температуры  $T_i$  (1) и усредненной энергии направленного движения ионов плазмы  $W_x$  (2) в токовом слое, сформированном в аргонной плазме. Условия эксперимента: Ar,  $p = 28$  мТорр,  $B_z = 0$ ,  $h = 0.5$  кГс/см,  $J_z^{\max} = 45$  кА

Для конкретных условий эксперимента проведено сравнение результатов прямых измерений энергии  $\overline{W}_x$  с оценкой величины энергии  $W_x$  на основании соотношения (6),  $\int \overline{f}_x(x) dx = \overline{N}_i \overline{W}_x \approx 0.93 \cdot 10^6$  дин  $\cdot$  см $^{-2}$ . При этом плотности электронов измерялась независимо методом голографической интерферометрии [Frank et al., 2005; Богданов и др., 2006; Островская и др., 2010]. При  $t \cong 3$  мкс усредненная по толщине слоя, в пределах области ( $|y| \leq 0.8$  см), плотность плазмы составляет  $N_i \approx 5 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ . Отсюда можно получить максимально возможную энергию направленного движения плазмы вдоль поверхности слоя  $W_x^{\max} \approx 110$  эВ. При этом минимальное время, в течение которого ионы аргона могут приобрести энергию  $W_x^{\max}$ , составляет  $\tau^{\min} \approx 3.5$  мкс. Эти оценки показывают, что под действием сил Ампера кинетическая энергия направленного движения ионов на краях токового слоя может достигать  $\sim 100$  эВ, что согласуется с результатами прямых измерений.

Параметры плазмы  $T_i$  и  $W_x$  в токовых слоях, сформированных в гелиевой плазме, измерялись на основе регистрации спектральных линий ионов гелия He II 468.6 нм и He II 320.3 нм. Измерения проводились с помощью двухканальной оптической схемы, как показано выше, рис. 1, 2. В условиях данного эксперимента уширение спектральной линии He II 468.6 нм обусловлено как эффектом Доплера, так и эффектом Штарка, тогда как для спектральной линии He II 320.3 нм доминирующим механизмом уширения является эффект Штарка. Различие констант для штарковского и доплеровского уширения этих спектральных линий дает возможность определить плотность электронов  $N_e^0$  и температуру ионов  $T_i$  в центральной области токового слоя. Еще важнее то, что можно оценить и усредненную вдоль луча зрения энергию  $W_x$  потоков плазмы, которые движутся вдоль ширины токового слоя: к моменту времени  $\sim 4$  мкс средняя энергия направленного движения плазмы достигает значения  $W_x \approx 400$  эВ, в то время как ионная температура в центральной части слоя не превышает 100 эВ, рис. 9.

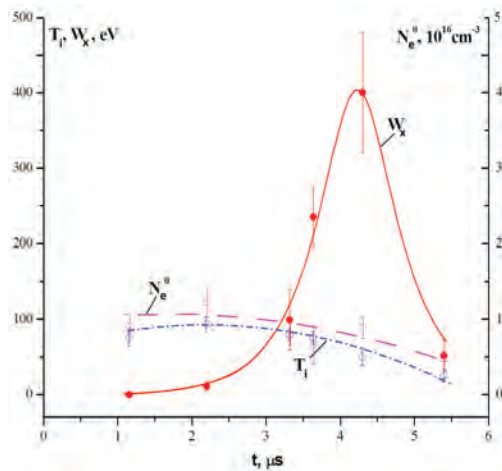


Рис. 9. Зависимости от времени плотности электронов  $N_e$  и температуры ионов  $T_i$  в центральной области слоя, а также усредненной энергии направленного движения ионов плазмы  $W_x$  в токовом слое, сформированном в гелиевой плазме. Условия эксперимента: He,  $p = 320$  мТорр,  $B_z = 0$ ,  $h = 0.5$  кГс/см,  $J_z^{\max} = 49$  кА

Данные магнитных измерений свидетельствуют о том, что в токовых слоях, сформированных в гелии, силы Ампера  $F_x(x)$ , усредненные по области  $|y| \leq \Delta y$ , были того же порядка величины, что и при развитии слоя в аргоне. Из независимых

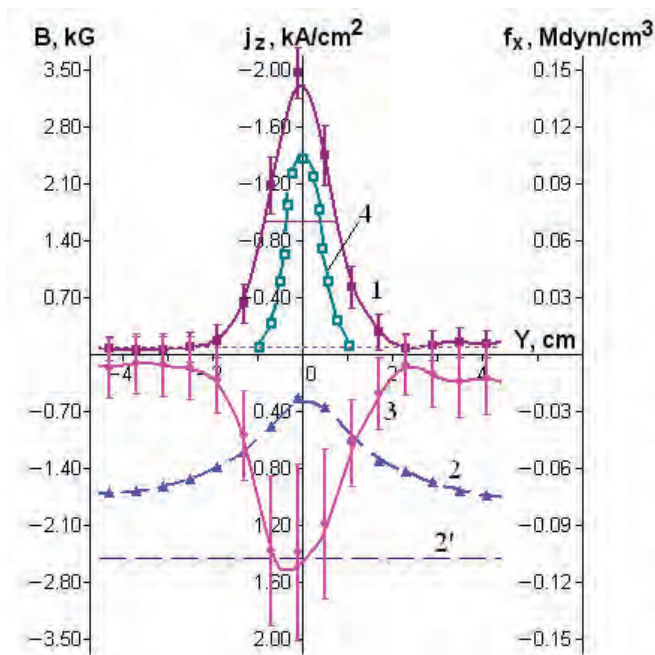


Рис. 10. Распределения плотности тока  $j_z(y)$  (1), нормальной компоненты  $B_y(y)$  (2), нормальной компоненты исходного магнитного поля  $B_y^0(y) = hx$  (2'), плотности сил Ампера  $f_x(y)$  (3) и плотности плазмы  $N_e(y)$  при  $x = -5$  см (4). Условия эксперимента:  $N_e = 320$  мТорр,  $B_z = 0$ ,  $h = 0.5$  кГс/см,  $J_z^{\max} = 49$  кА,  $t = 2.3$  мкс

измерений, можно оценить плотность ионов  $N_i \cong (0.5-1) \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  [Богданов и др., 2002; Островская и др., 2010; Островская и др., 2016]. Отсюда можно сделать вывод, что силы Ампера  $F_x(x)$  не могут обеспечить ускорение всех ионов, сосредоточенных в области  $|y| \leq \Delta y$ , до измеренных энергий  $W_x \cong 400$  эВ.

Для разрешения этого противоречия были исследованы распределения сил Ампера в направлении перпендикулярном поверхности токового слоя  $f_x(y)$ , которые были получены на основе измерений магнитных полей при  $x = -5$  см, рис. 10. Как видно из рисунка, плотность тока  $j_z$  максимальна в средней плоскости слоя ( $y = 0$ ), тогда как абсолютное значение нормальной компоненты магнитного поля  $|B_y|$  имеет здесь минимум, и в результате «полутолщина» распределения  $f_x(y)$  превышает полутолщину  $2\delta y_{0.5}$  распределения  $j_z(y)$  и, в особенности,  $N_e(y)$ .

При сравнении распределений  $f_x(y)$  с распределениями плотности электронов  $N_e(y)$  видно, что «полутолщина» распределения  $f_x(y)$ , при  $x = -5$  см, превышает 2 см, при развитии слоя в гелии. В то же время, полутолщина распределения  $N_e(y)$  в слое, сформированном в гелии, составила в центральной части слоя  $\cong 0.5$  см, а у боковых концов слоя не более  $\cong 1$  см [Островская и др., 2010; Островская и др., 2016], т. е. была значительно меньше, чем полутолщина распределения  $f_x(y)$ . На основании этих данных можно предположить, что ускорение плазмы под действием сил Ампера  $f_x$  в токовом слое, сформированном в гелии, является пространственно неоднородным по  $y$ . Можно предполагать, что наиболее эффективное ускорение должно реализоваться не в средней плоскости токового слоя ( $y = 0$ ), а на некотором расстоянии от нее, при  $|y| > 0$ , т. е. в тех областях, где силы  $f_x(y)$  еще довольно

велики, а плотность плазмы уже существенно меньше, чем при  $y = 0$ . Очевидно, что данная гипотеза требует специальной экспериментальной проверки.

## 7. Обсуждение результатов и выводы

Настоящая работа посвящена изучению структуры и эволюции электрического тока и электродинамических сил на основе анализа магнитных полей токовых слоев, развивающихся в различных условиях. Показано, что в магнитном поле с особой линией X типа, при возбуждении в плазме тока, направленного вдоль X линии, формирование токовых слоев происходит в широком диапазоне начальных условий. Развитие токового слоя приводит к изменению структуры исходной магнитной конфигурации, а именно, к усилению тангенциальной к поверхности слоя компоненты магнитного поля  $B_x^J$  при одновременном ослаблении нормальной компоненты  $B_y^J$ , что соответствует концентрации в слое электрического тока и накоплению магнитной энергии. Магнитное поле сформированного токового слоя обычно содержит X линию, при этом нормальная к слою компонента суммарного магнитного поля  $B_y^T = B_y^0 + B_y^J$  отлична от нуля и имеет то же направление, что и нормальная компонента исходного магнитного поля  $B_y^0$ .

Два характерных размера токового слоя в плоскости перпендикулярной X линии различаются, как правило, в 6–10 раз. На периферии слоя его меньший поперечный размер заметно превышает размер в центральной области, тогда как плотность тока на периферии примерно в 1.5 раза меньше, чем в центре.

Определены особенности распределений электрического тока и обнаружено, что на поздних стадиях эволюции структура токового слоя претерпевает значительные изменения, главным образом на периферии слоя. Во-первых, со временем происходит заметное «утолщение» слоя на краях, т. е. увеличение меньшего поперечного размера (толщины) токового слоя в периферийных областях, так что ток оказывается распределенным в направлении перпендикулярном поверхности слоя по значительно большей области, чем в момент максимального сжатия.

Во-вторых, у боковых концов слоя обнаружено появление токов обратного направления по отношению к основному току в центральной части слоя. Со временем максимальные значения обратных токов увеличиваются, а области, в которых сосредоточены обратные токи, постепенно расширяются по направлению от боковых краев к середине слоя. Одновременно с увеличением обратных токов происходит затухание основного тока в центральной области, что приводит к значительной деформации магнитного поля токового слоя. Теоретически возможность существования токовых слоев с токами как прямого, так и обратного направлений была предсказана С. И. Сыроватским [Сыроватский, 1971]. Токовые слои, в которых на определенном этапе их эволюции возникали обратные токи, были впервые зарегистрированы в экспериментах на установке ТС-3D [Франк, Сатунин, 2011; Frank et al., 2011].

Генерация обратных электрических токов в токовых слоях может быть обусловлена динамикой замагниченной плазмы, а именно движением высокоскоростных потоков плазмы в сильном поперечном магнитном поле. Если плазма движется вдоль поверхности токового слоя, от центра к периферии, вблизи краев слоя плазма попадает в области, где велика нормальная компонента магнитного поля  $B_y^T$ . При достаточно больших скоростях плазмы  $v_x$  возможно появление электрического поля  $E_z' = (1/c)(v_x B_y^T)$ , а также тока  $j_z$ , которые направлены в противоположную сторону по отношению к основному току в слое.

Высокоскоростные плазменные потоки в токовых слоях были обнаружены и исследовались независимо методами эмиссионной спектроскопии [Кирий и др., 2010; Кирий и др., 2010; Frank et al., 2011; Кирий, Франк, 2012]. Особый интерес представляет

сопоставление параметров плазменных потоков со структурой сил Ампера  $[\mathbf{j} \times \mathbf{V}]$ , благодаря которым может происходить ускорение плазмы. Установлено, что силы Ампера направлены вдоль поверхности токового слоя, от середины наружу, к обоим боковым краям слоя, а абсолютные значения сил увеличиваются по мере удаления от  $X$  линии.

В токовых слоях, которые формировались в аргоне, температура ионов со временем возрастает, от 25 до 45 эВ, тогда как средняя энергия направленного движения плазмы вдоль поверхности токового слоя увеличивается значительно быстрее, достигая к моменту времени  $t \approx 4$  мкс величины  $W_x = 85$  эВ [Кирий и др., 2010].

Энергия направленного движения, которую могут приобрести ионы в токовом слое, определяется работой сил Ампера  $f_x(x)$  на расстоянии порядка половины ширины токового слоя ( $-R \leq x \leq 0$ ), где  $R$  — радиус вакуумной камеры. Очевидно, что при одном и том же значении работы сил Ампера энергия ускоряемых ионов  $W_x$  должна быть тем выше, чем меньше плотность ускоряемых ионов, причем величина  $W_x$  не зависит от массы иона  $M_i$ . При этом, интервал времени, в течение которого ионы приобретают энергию  $W_x$ , возрастает с увеличением массы иона пропорционально  $M_i^{1/2}$ .

Проведенные оценки показали, что под действием сил Ампера кинетическая энергия ионов аргона у боковых концов слоя может достигать 100 эВ, что согласуется с непосредственно измеренными энергиями ионов аргона в токовых слоях.

Вместе с тем, при изучении динамики плазмы в токовых слоях, развивавшихся в гелии, были обнаружены потоки плазмы, которые приобретали к моменту  $t \approx 4$  мкс энергии  $W_x = 400$  эВ при температуре ионов в слое 50–70 эВ. При этом в токовых слоях, сформированных в гелии, силы Ампера  $f_x(x)$ , усредненные по области  $|y| \leq \Delta y$ , по крайней мере, не превышали тех сил, которые возникали при развитии слоя в аргоне. Отсюда следует, что силы Ампера  $f_x(x)$  не могут обеспечить ускорение всех ионов, сосредоточенных в области  $|y| \leq \Delta y$ , до энергий  $W_x = 400$  эВ. Можно предположить, что ускорение плазмы в  $x$ -направлении под действием сил Ампера при формировании слоя в гелии является пространственно неоднородным по  $y$ . Наиболее эффективное ускорение должно, по-видимому, реализоваться не в средней плоскости токового слоя ( $y = 0$ ), а на некотором расстоянии от нее, при  $|y| > 0$ , т. е. в тех областях, где силы  $f_x(y)$  еще довольно велики, а концентрация плазмы уже существенно меньше, чем при  $y = 0$  [Frank et al., 2011; Кирий, Франк, 2012]. Однако данная гипотеза требует специальной экспериментальной проверки.

Работа выполнена по теме «Динамика токонесящей плазмы в трехмерных магнитных конфигурациях», номер государственной регистрации 01200953488 и при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 15-02-03644а, и Программой ОФН РАН «Динамика разреженной плазмы в космосе и в лаборатории».

## Список литературы

- [Алтынцев, Красов, 1974] Алтынцев А. Т., Красов В. И. Пересоединение силовых линий магнитного поля в нейтральном токовом слое // ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 2629–2631.
- [Богданов и др., 2000] Богданов С. Ю., Кирий Н. П., Марков В. С., Франк А. Г. Токовые слои в магнитных конфигурациях с особыми линиями X-типа // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71(2). С. 72–77.
- [Богданов и др., 2002] Богданов С. Ю., Марков В. С., Франк А. Г. и др. Токовые слои в трехмерных магнитных полях с X-линией — исследования методом голографической интерферометрии // Физика плазмы. 2002. Т. 27(7) С. 594–604.

- [Богданов и др., 2006] *Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С. и др.* Структура и динамика плазмы токовых слоев в трехмерных магнитных полях с X линией — исследование методом голографической интерферометрии // *Физика плазмы*. 2006. Т. 32(12). С. 1121–1135.
- [Богданов и др., 2007а] *Богданов С.Ю., Бугров С.Г., Грицына В.П. и др.* Магнитная структура токовых слоев в магнитных полях с особой линией X типа // *Физика плазмы*. 2007. Т. 33(6). С. 483–492.
- [Богданов и др., 2007б] *Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С. и др.* Проявления двухжидкостных свойств плазмы при формировании токовых слоев в тяжелых инертных газах — исследования методом голографической интерферометрии // *Физика плазмы*. 2007. Т. 33(11). С. 1014–1027.
- [Воронов и др., 2008] *Воронов Г.С., Кирий Н.П., Марков В.С. и др.* Спектроскопические измерения температуры электронов, температуры и эффективного заряда ионов в токовых слоях, сформированных в двумерных и трехмерных магнитных конфигурациях // *Физика плазмы*. 2008. Т. 34(12). С. 1080–1097.
- [Зеленый и др., 2010] *Зеленый Л.М., Артемьев А.В., Малова Х.В. и др.* Метастабильность токовых слоев // *УФН*. 2010. Т. 180(9). С. 973–982.
- [Кадомцев, 1987] *Кадомцев Б.Б.* Перезамыкание магнитных силовых линий // *УФН*. 1987. Т. 151. С. 3–29.
- [Кирий и др., 2010] *Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г.* Сверхтепловые течения плазмы в токовых слоях, сформированных в двумерных и трехмерных магнитных конфигурациях // *Физика плазмы*. 2010. Т. 36(4). С. 387–394.
- [Кирий и др., 2012] *Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г.* Генерация сверхтепловых потоков плазмы в токовых слоях // *Письма в ЖЭТФ*. 2012. Т. 95. Вып. 1. С. 17–22.
- [Кирий, Франк, 2012] *Кирий Н.П., Франк А.Г.* Ускорение плазмы в токовых слоях, сформированных в гелии в двумерных и трехмерных магнитных конфигурациях // *Физика плазмы*. 2012. Т. 38(12). С. 1042–1054.
- [Кузнецов, 2008] *Кузнецов В.Д.* Корональные выбросы массы // *Пламенная гелиогеофизика*. Т. 1 / Под ред. Л. М. Зеленого и И. С. Веселовского. — М.: Физматлит, 2008. С. 81–98.
- [Островская и др., 2010] *Островская Г.В., Франк А.Г., Богданов С.Ю.* Влияние параметров начальной плазмы на структуру токовых слоев, развивающихся в двумерных магнитных полях с нулевой линией // *ЖТФ*. 2010. Т. 80(7). С. 24–33.
- [Островская и др., 2016] *Островская Г.В., Марков В.С., Франк А.Г.* Пространственная структура электрического тока и распределение концентрации электронов в токовых слоях, формируемых в гелии, в зависимости от исходных параметров магнитного поля и плазмы // *Физика плазмы*. 2016. Т. 42(1). С. 3–16.
- [Островская, Франк, 2014] *Островская Г.В., Франк А.Г.* Эволюция пространственной структуры плазмы в процессе формирования токовых слоев в аргоне по данным голографической интерферометрии // *Физика плазмы*. 2014. Т. 40(1). С. 24–37.
- [Сыроватский, 1971] *Сыроватский С.И.* О возникновении токового слоя в плазме с вращающимся сильным магнитным полем // *ЖЭТФ*. 1971. Т. 60(5). С. 1727–1741.
- [Сыроватский и др., 1972] *Сыроватский С.И., Франк А.Г., Ходжаев А.З.* Развитие токового слоя при движении плазмы в магнитном поле с нулевой линией // *Письма в ЖЭТФ*. 1972. Т. 15(3). С. 138–142.
- [Филиппов, 2007] *Филиппов Б.П.* Эруптивные процессы на Солнце. — М.: Физматлит. 2007. 211 с.
- [Франк, 2008] *Франк А.Г.* Лабораторное моделирование: эволюция и динамика токовых слоев в плазме как основа вспышечных явлений // *Пламенная гелиогеофизика*. Т. 2 / Под ред. Л. М. Зеленого и И. С. Веселовского. — М.: Физматлит, 2008. С. 259–275.
- [Франк, 2010] *Франк А.Г.* Динамика токовых слоев как основа вспышечных явлений в замагниченной плазме // *УФН*. 2010. Т. 180(9). С. 982–988.
- [Франк и др., 2008] *Франк А.Г., Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Островская Г.В.* Оптика и спектроскопия плазмы токовых слоев // *Оптические свойства низкотемпературной*

- плазмы / Под ред. В. Н. Очкина. Сер. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. — М.: Янус, 2008. С. 335–382.
- [Франк и др., 2016] Франк А. Г., Артемьев А. В., Зелёный Л. М. Токовые слои в магнитосфере Земли и в лабораторных экспериментах: структура магнитных полей и эффект Холла // ЖЭТФ. 2016. Т. 150(2).
- [Франк, Сатунин, 2011] Франк А. Г., Сатунин С. Н. Эволюция структуры электрических токов и электродинамических сил в токовых слоях // Физика плазмы. 2011. Т. 37(10). С. 889–908.
- [Франк, Сатунин, 2014] Франк А. Г., Сатунин С. Н. Вертикальные смещения токового слоя и токи Холла // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100(2). С. 83–88.
- [Юшков и др., 2015] Юшков Е. В., Франк А. Г., Артемьев А. В., Петрукович А. А., Васько И. Ю. Формирование квазиодномерного токового слоя в лабораторной и магнитосферной плазме // Физика плазмы. 2015. Т. 41(1), С. 73–91.
- [Artemyev et al., 2013] Artemyev A. V., Petrukovich A. A., Frank A. G. et al. Intense current sheets in the magnetotail: peculiarities of electron physics // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 2789–2799. doi:10.1002/jgra.50297.
- [Bellan et al., 2005] Bellan P. M., You S., Hsu S. C. Simulating Astrophysical Jets in Laboratory Experiments // Astrophys. Space Sci. 2005. V. 298(1–2). P. 203–209.
- [Biscamp, 2000] Biscamp D. Magnetic Reconnection in Plasmas. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000. P. 386.
- [Bratenahl, Yeats, 1970] Bratenahl A., Yeats C. M. Experimental study of magnetic flux transfer at the hyperbolic neutral point // Phys. Fluids. 1970. V. 13. P. 2696.
- [Brown, 1999] Brown M. R. Experimental studies of magnetic reconnection // Phys. Plasmas 1999. V. 6(5). P. 1717.
- [Egedal et al., 2005] Egedal J., Oiroset M., Fox W., Lin R. P. In situ discovery of an electrostatic potential, trapping electrons and mediating fast reconnection in the Earth's magnetotail // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 025006.
- [Forbes, 2000] Forbes T. A review on the genesis of coronal mass ejections // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 23153.
- [Frank, 1999] Frank A. G. Magnetic Reconnection and Currents Sheet Formation in 3D Magnetic Configurations // Plasma Phys. Contr. Fusion. 1999. V. 41. Suppl. 3A. P. A687–A697.
- [Frank, 2012] Frank A. G. Flare-type events and generation of plasma jets in current sheets evolving in laboratory conditions // EAS Publications Series / Eds. C. Stehlé, C. Joblin and L. d'Hendecourt. 2012. V. 58. P. 57–62. DOI: 10.1051/eas/1258008.
- [Frank et al., 2005] Frank A. G., Bogdanov S. Yu., Markov V. S. et al. Experimental study of plasma compression into the sheet in three-dimensional magnetic fields with singular X lines // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 052316(1–11).
- [Frank et al., 2008] Frank A. G., Bugrov S. G., Markov V. S. Hall currents in a current sheet: structure and dynamics // Phys. Plasmas. 2008. V. 15(9). P. 092102(1–10).
- [Frank et al., 2009] Frank A. G., Bugrov S. G., Markov V. S. Enhancement of the guide field during the current sheet formation in the three-dimensional magnetic configuration with an X line // Phys. Lett. A. 2009. V. 373(16). P. 1460–1464.
- [Frank et al., 2011] Frank A. G., Kyrie N. P., Satunin S. N. Plasma dynamics in laboratory-produced current sheets // Phys. Plasmas. 2011. V. 18(11). P. 111209(1–9).
- [Intrator et al., 2007] Intrator T. P., Furno I., Ryutov D. D. et al. Long-lifetime current-driven rotating kink modes in a non-line-tied plasma column with a free end // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. P. A05S90.
- [Koeperke, 2008] Koeperke M. E. Interrelated Laboratory and Space Plasma Experiments // Revs. Geophys. 2008. V. 46. P. 1–43.
- [Ohyabu, Kawashima, 1972] Ohyabu N., Kawashima N. Neutral point discharge experiment // J. Phys. Soc. Japan. 1972. V. 33. P. 496–501.



- [Ono et al., 1993] *Ono Y., Morita A., Katsurai M., Yamada M.* Experimental investigation of three-dimensional reconnection by use of two colliding spheromaks // *Phys. Fluids B*. 1993. V. 5. P. 3691–3701.
- [Parker, 1963] *Parker E.N.* The solar flare phenomenon and theory of reconnection and annihilation of magnetic fields // *Astrophys. J. Supp.* 1963. V. 8. P. 177–211.
- [Priest, Forbes, 2000] *Priest E.R., Forbes T.* Magnetic reconnection. MHD theory and applications. Cambridge: Cambridge Univ. Press. 2000. (Пруст Э. Форбс Т. Магнитное пересоединение. М.: Физматлит. 2005. 592 с.)
- [Shibata et al., 1995] *Shibata K., Masuda S., Shimojo M. et al.* Hot-Plasma Ejections Associated with Compact-Loop Solar Flares // *Astrophys. J.* 1995. V. 451. L83.
- [Stenzel, Gekelman, 1981] *Stenzel R.L., Gekelman W.* Magnetic field line reconnection experiments. 1. Field topologies // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 649–658.
- [Sweet, 1958] *Sweet P.A.* The neutral point theory of solar flares // *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, IAU Symp. 6* / Ed. B. Lehnert. — London: Cambridge Univ. Press, 1958. P. 123–134.
- [Syrovatskii, 1981] *Syrovatskii S.I.* Pinch sheets and reconnection in astrophysics // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1981. V. 19. P. 163–229.
- [Yamada et al., 1997] *Yamada M., Ji H., Hsu S. et al.* Study of driven magnetic reconnection in a laboratory plasma // *Phys. Plasmas*. 1997. V. 14(5). P. 1937–1944.
- [Yamada et al., 2010] *Yamada M., Kurlsrud R., Ji H.* Magnetic Reconnection // *Rev. Modern Phys.* 2010. V. 82. P. 603–664.
- [Zweibel, Yamada, 2009] *Zweibel E.G., Yamada M.* Magnetic Reconnection in Astrophysical and Laboratory Plasmas // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2009. V. 47. P. 291–332.

### III.6. ЛАБОРАТОРНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ТЕРРЕЛЛОЙ: ВЛИЯНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ МАСШТАБОВ НА ФИЗИЧЕСКОЕ ПОДОБИЕ ПЛАНЕТАРНЫМ МАГНИТОСФЕРАМ

*В. М. Антонов, Э. Л. Бояринцев, Ю. П. Захаров, А. В. Мелехов, В. Г. Посух,  
А. Г. Пономаренко, И. Ф. Шайхисламов*

Отдел Лазерной Плазмы, Институт Лазерной Физики СО РАН, Новосибирск, Россия

Исследуется вопрос о влиянии кинетических плазменных масштабов — ионной плазменной длины и ионного гирорадиуса — на структуру лабораторной магнитосферы. Представлены экспериментальные данные для трех режимов взаимодействия потока плазмы с магнитным диполем, отличающихся относительной величиной кинетических эффектов. В условиях, когда ионная плазменная длина и гирорадиус сравнимы с характерным МГД размером магнитосферы наблюдается существенная асимметрия между западным и восточным секторами, значительное проникновение плазмы внутрь магнитосферы, расхождение в балансе магнитного давления с кинетическим давлением плазмы, а также с расчетным положением магнитопаузы в носовой точке. Впервые был реализован режим взаимодействия, когда соотношение кинетических и МГД масштабов составляет  $\approx 5$ . В этом случае лабораторная магнитосфера обнаружила высокую степень симметрии и хорошее соответствие с расчетным размером. Полученные данные позволяют определить для соответствующего безразмерного параметра задачи критическое значение, которое разделяет кинетический и магнитогидродинамический режимы взаимодействия. Проведенные эксперименты дают количественное обоснование принципу ограниченного подобия и адекватности лабораторного моделирования планетных магнитосфер.

#### 1. Введение

Идея лабораторного моделирования взаимодействия солнечного ветра (СВ) с магнитным полем Земли родилась более 100 лет назад в экспериментах Биркеланда. Развитие техники и теории физики плазмы открыли в 1960–1980-х гг. новые перспективы. В ряде стран было создано в общей сложности более десяти установок для моделирования земной магнитосферы, лабораторный аналог которой получил общепринятое название Террелла. Суть экспериментов состояла в обтекании магнитного диполя потоком плазмы и регистрации магнитных, электрических и плазменных возмущений миниатюрными зондами и скоростным фотографированием. Плазма формируется инжектором типа рельсотрона, коаксиальной пушки или тета-пинча. Для сопоставления результатов с натурными данными была разработана концепция ограниченного физического подобия [Подгорный, Сагдеев, 1969; Schindler, 1969]. Огромная разница в масштабах лабораторного эксперимента и реальных планетных магнитосфер не позволяет реализовать полное и точное подобие [Баранов, 1969]. Суть ограниченного подхода в том, что можно достигнуть физического подобия определенных процессов, если выдержать адекватные соотношения тех величин, которые определяют эти процессы. Другие параметры достаточно реализовать с точностью много больше или меньше единицы. При этом в любой задаче есть определенные

критические параметры и критические значения этих параметров, которые разделяют принципиально разные физические режимы взаимодействия.

В экспериментах Террелла были качественно воспроизведены такие основные черты планетных магнитосфер, как магнитопауза и плазменная полость вокруг диполя, каспы и высокоширотные области проникновения плазмы, ближняя часть хвоста. В некоторых работах, благодаря применению двумерного протяженного диполя, наблюдалось локализованное возмущение типа магнитослоя с увеличением концентрации плазмы и замороженного магнитного поля [Манагадзе, Подгорный, 1968], а также нагрев ионов и электронов [Аврорин и др., 1969], количественно соответствующие соотношениям Гюгонио на ударной волне. Также наблюдались структуры, аналогичные радиационным поясам [Dubinin, Podgorny, 1974] и продольным токам [Rahman et al., 1989]. Делались попытки реализовать магнитосферный цикл Данжи и магнитное пересоединение в хвосте с применением внешнего магнитного поля, замороженного в плазму [Дубинин и др., 1977; Yur et al., 1999]. В настоящее время лабораторные эксперименты в этой области включают такие проблемы, как устойчивость плазмы, захваченной в дипольном магнитном поле [Garnier et al., 2006]; генерация альфвеновских волн [Constantin et al., 2009]; ускорение частиц на ударной волне [Bulanov et al., 2009]; лабораторная проверка концепций магнитной защиты космических аппаратов [Bamford et al., 2008]; магнитного паруса [Funaki et al., 2007]; эффекты взаимодействия мощного магнита на борту космического аппарата с окружающей плазмой [Шабанский и др., 1989; Zakharov et al., 2011].

Коллектив авторов настоящей статьи применял модель лабораторной магнитосферы для исследования ряда проблем. Практический интерес представляют результаты экспериментов по инъекции плазменных облаков в дипольном поле для моделирования мощных внутримангнитосферных взрывов, как ранее проведенных, так и возможных в случае экстремальной астероидной опасности [Ponomarenko et al., 2001]. Другая практически важная задача состоит в лабораторном моделировании экстремального сжатия магнитосферы Земли под воздействием сверхмощного потока плазмы, выброшенного от Солнца [Ponomarenko et al., 2007; Ponomarenko et al., 2008; Zakharov et al., 2008; Zakharov et al., 2013]. Лабораторные эксперименты в этом направлении позволили сделать энергетические оценки максимального воздействия на магнитосферу Земли в результате искусственных или природных явлений экстремального характера. В ходе данных исследований было также обнаружено, что в лабораторной магнитосфере формируется интенсивная полярная токовая система, аналогичная во многих чертах продольным токам зоны-I на Земле [Shaikhislamov et al., 2009]. Эксперименты в этом направлении позволили впервые подробно изучить физические свойства магнитосферного МГД-генератора в низкоширотном пограничном слое [Антонов и др., 2010; Shaikhislamov et al., 2011; Шайхисламов и др., 2012], модель которого была предложена для Земли еще в 1970-х гг. [Eastman et al., 1976]. В последние годы в связи с открытием планет за пределами Солнечной системы круг и разнообразие задач, связанных с планетарными магнитосферами сильно расширился. В лабораторном эксперименте авторов статьи [Antonov et al., 2013] была впервые реализована магнитосфера, раздуваемая потоком плазмы с поверхности диполя, и обнаружено формирование тонкого экваториального магнитодиска.

Настоящая работа посвящена принципиальному для лабораторных экспериментов вопросу о влиянии кинетических масштабов на адекватность моделирования. Под кинетическими в дальнейшем подразумеваются в первую очередь плазменные микро-масштабы. Ионная плазменная длина, или ионный скин-слой, характеризуется только параметрами невозмущенного потока. Гирорадиус в дальнейшем определяем как ларморовский радиус вращения ионов, вычисленный по величине магнитного поля диполя на границе магнитосферы и направленной скорости движения. Как

известно, ввиду баланса давлений на границе магнитосферы, гирорадиус, определенный таким образом, равен плазменной длине. Для планетных магнитосфер эти величины чрезвычайно малы по сравнению с магнитогидродинамическим размером задачи, который определяется балансом кинетического давления набегающего потока и магнитным давлением. Так, даже для Меркурия соответствующее отношение составляет  $\sim 10^{-2}$ , для Земли  $\sim 10^{-3}$ . В тоже время, в лаборатории реализация отношения  $\sim 10^{-1}$  уже представляет очень серьезную техническую проблему. Помимо плазменных кинетических масштабов имеются также газодинамические, связанные со столкновениями частиц между собой. Для ионизованной среды это кулоновские электрон-ионные столкновения, приводящие к диссипации тока и ион-ионные столкновения, приводящие к расплыванию резких градиентов скорости за счет вязкости потока.

В работе [Подгорный, Сагдеев, 1969] о принципах лабораторного моделирования были сформулированы условия эксперимента, которые удовлетворяют всем основным требованиям ограниченного подобия: скорость потока 300 км/с, концентрация  $10^{13}$  см $^{-3}$ , температура электронов 20 эВ, размер магнитосферы 50 см. Эти параметры требуют исключительно высокого дипольного момента  $\approx 4 \cdot 10^7$  Гс  $\cdot$  см $^3$  при размере порядка 10 см, большого объема вакуумной камеры, и соответствующего сечения потока плазмы диаметром более 200 см. В реальных экспериментах использовались диполи с моментом на два порядка меньше. И если для большинства безразмерных параметров, включая столкновительные, удавалось достигнуть приемлемых значений, то кинетические плазменные масштабы оставались по порядку величины сравнимыми с размером магнитосферы.

Несмотря на очевидную важность параметра замагничности ионов, экспериментальные исследования данного вопроса до сих пор отсутствовали. Оставалось неизвестным, какие принципиальные изменения претерпевает магнитосфера в случае, когда ее размер сопоставим с кинетическими масштабами. Очевидно, что при большом гирорадиусе ионов восточная и западная сторона магнитосферы становятся не симметричными. Направление их вращения таково, что на востоке ионы отражаются от магнитопаузы, а на западе попадают внутрь магнитосферы, образуя пояс захваченных частиц. Появление на западном секторе магнитосферы захваченных частиц приводит к существенному изменению структуры магнитного поля и положения магнитопаузы. Несмотря на столь очевидный фактор, только в одной статье были представлены экспериментальные данные, доказывающие значительную асимметрию лабораторной магнитосферы [Kawashima, Mori, 1965]. Ранние результаты авторов настоящей статьи по данному вопросу изложены в [Пономаренко и др., 2004].

Планетарные магнитосферы представляют собой сложные многомасштабные системы. Кинетические эффекты на масштабах сотен километров могут играть определяющую роль в процессах, охватывающих десятки тысяч километров [Малова, Зеленый, 2008]. В тоже время, магнитогидродинамическое описание остается незаменимым для понимания глобальной структуры магнитосферы. Это доказали теоретические модели формы магнитопаузы и параметров головной ударной волны [Веригин, 2008] и численное моделирование глобальными МГД кодами (например, [Fedder, Lyon, 1987; Siscoe et al., 2002]), в которых воспроизводится пересоединение на дневной магнитопаузе и в хвосте при наличии Южной компоненты ММП, а также магнитосферно-ионосферная связь через продольные токи. Очевидно, что для планетных магнитосфер кинетические эффекты не могут прямо влиять на положение и форму магнитопаузы, а магнитосфера Земли, за исключением некоторых деталей, отличается высокой степенью симметрии. В таком случае насколько Террелла должна быть больше кинетических масштабов, чтобы ее свойства были обусловлены теми же МГД процессами, которые характерны для планетных магнитосфер? В настоящей

работе впервые дается ответ на этот вопрос, а для проведенных ранее экспериментов делаются оценки их применимости с точки зрения параметра замагниченности ионов и влияния кинетических эффектов. В частности будет показано, что когда размер Терреллы примерно равен или меньше ионной плазменной длины, ее свойства приобретают принципиально новые черты, кардинально отличающиеся от планетной магнитосферы. В таком режиме образуется новый объект — так называемая мини-магнитосфера, которая характеризуется проникновением плазмы глубоко внутрь области дипольного поля и значительной асимметрией между западным и восточным флангами. В другом предельном случае, когда размер Терреллы примерно в четыре раза больше ионной плазменной длины, кинетические эффекты характерные для мини-магнитосферы исчезают. Плазма полностью останавливается в точке, расстояние до которой хорошо соответствует расчетной МГД формуле баланса давлений, и образующаяся магнитосфера имеет симметричную форму. Между этими предельными случаями Террелла обнаруживает проявления как магнитогидродинамических, так и кинетических процессов. Подобный количественный и качественный анализ стал возможен благодаря реализации экспериментов в широком диапазоне параметров с применением различных источников плазмы и сильноточных магнитных диполей.

Помимо экспериментальных исследований влияние кинетических эффектов на свойства магнитосферы изучалось с помощью численного моделирования на основе холловской МГД и метода частиц. Пролет аппарата Галилео вблизи астероида Gaspra в 1991 г. и Ida в 1993 г. мотивировал изучение специфических возмущений, возбуждаемых слабо намагниченным малым небесным телом в потоке [Kivelson et al., 1993]. Такие объекты с характерным масштабом взаимодействия порядка или меньше ионной плазменной длины получили название мини-магнитосфера. В ряде работ (например, [Omidji et al., 2004]) было показано, что когда кинетические масштабы превышают размер магнитосферы, головная ударная волна и магнитослой, сжатие и нагрев плазмы исчезают. В работе [Fujita, 2004] на основе параметрического исследования в широком диапазоне параметров было обнаружено, что в этом случае плазма не останавливается полем диполя на расстоянии равенства магнитного и кинематического давлений, а проникает вглубь магнитосферы вплоть до радиуса Штермера, соответствующего минимальному подлету тестовых частиц. Таким образом, численные результаты также подчеркивают необходимость параметрического экспериментального исследования по обоснованию адекватности лабораторных моделей магнитосферы.

В настоящей работе не рассматриваются эффекты, связанные с межпланетным магнитным полем (ММП). Создание в лаборатории длительных потоков плазмы с регулярным и контролируемым замороженным полем до сих пор остается нерешенной технической проблемой. В тоже время, в солнечном ветре нередко встречаются периоды очень слабого ММП, когда его влияние не существенно, так что выбранное упрощение вполне обосновано. Основной вывод настоящего исследования не может принципиально измениться от наличия умеренного ММП, хотя картина взаимодействия становится более сложной. В лабораторной Террелле также отсутствует головная ударная волна. В отличие от вышеуказанных экспериментов с двухмерным диполем, достоверные данные о формировании ударной волны перед трехмерным диполем, насколько известно авторам, отсутствуют. Это может быть связано с относительно коротким временем существования стабильных потоков лабораторных источников плазмы. Тем не менее Террелла во многих чертах обнаруживает сходство с реальными объектами и образуется за счет аналогичных физических процессов, которые можно изучать как в космосе, так и в лаборатории.

## 2. Безразмерные уравнения и основные параметры проблемы

Прежде чем перейти к экспериментальным данным, рассмотрим уравнения, которые описывают рассматриваемую проблему в рамках магнитогидродинамического описания. На их основе определим тот параметр, который связан с относительной величиной кинетических эффектов, и по которому будут сравниваться различные экспериментальные условия. Выбор безразмерных параметров допускает определенную свободу и в разных работах может отличаться. Однако учет специфики проблемы позволяет избежать лишних численных множителей. В данном разделе не ставится цель подробного анализа (см., например, [Баранов, 1969; Schindler, 1969], или развития модели, а лишь более детальной формулировки предмета исследования. Проблема рассматривается в рамках МГД с учетом члена Холла, ответственного за процессы на масштабе ионной плазменной длины. На первый взгляд такое упрощение исключает те кинетические эффекты, которые описываются функцией распределения частиц по скоростям. Однако тепловое хаотичное движение ионов в солнечном ветре протекает намного медленнее их переноса как целое. Если образуется головная ударная волна, то это соотношение меняется. В то же время, как было показано в ряде численных расчетов [Omidi et al., 2004], в условиях больших кинетических масштабов ударная волна не формируется. Таким образом, принятое приближение остается удовлетворительным в наиболее интересном для нас случае.

Мы начинаем с уравнений для импульса электронной и ионной жидкости, которые учитывают взаимодействие жидкостей через электрон-ионные столкновения и вязкость ионной жидкости

$$m \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{V}_e + m (\mathbf{V}_e \cdot \nabla) \mathbf{V}_e = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c} \mathbf{V}_e \times \mathbf{B} - \frac{\nabla p_e}{n} + m\nu_{ei} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e), \quad (1)$$

$$M \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{V}_i + M (\mathbf{V}_i \cdot \nabla) \mathbf{V}_i = e\mathbf{E} + \frac{e}{c} \mathbf{V}_i \times \mathbf{B} - \frac{\nabla p_i}{n} - m\nu_{ei} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) + (\nabla \eta \cdot \nabla) \mathbf{V}_i + \nabla (\xi + \eta/3) (\nabla \cdot \mathbf{V}_i). \quad (2)$$

Для простоты заряд ионов взят равным единице. Вязкость записана в приближении ньютоновской сжимаемой жидкости. Пренебрегая массой электронов, принимая приближение Дарвина и предполагая квазинейтральность, вводя проводимость, и выражая скорость электронов через ток, уравнения для плазмы можно записать в следующей форме:

$$\sigma = \frac{ne^2}{m_e \nu_{ei}}, \quad \mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B}, \quad \mathbf{V}_e = \mathbf{V}_i - \frac{\mathbf{J}}{ne}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} - \nabla \times \left[ \left( \mathbf{V}_i - \frac{\mathbf{J}}{ne} \right) \times \mathbf{B} \right] + \nabla \times \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla \times \mathbf{B} - \frac{c}{ne} (\nabla T_e) \times (\nabla n) = 0, \quad (4)$$

$$M \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{V} + M (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = \frac{1}{nc} \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \frac{\nabla p}{n} + (\nabla \eta \cdot \nabla) \mathbf{V}_i + \nabla (\xi + \eta/3) (\nabla \cdot \mathbf{V}_i). \quad (5)$$

Уравнение непрерывности и давления  $p = nT$  с учетом диссипативного нагрева и показателя адиабаты  $\gamma$  имеют вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot n\mathbf{V} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) p + \gamma p \nabla \cdot \mathbf{V} = (\gamma - 1) \left[ \left( \xi + \frac{\eta}{3} \right) (\nabla \cdot \mathbf{V})^2 + \eta (\nabla \mathbf{V})^2 + \frac{c^2}{4\pi\sigma} (\nabla \times \mathbf{B})^2 \right]. \quad (7)$$

Квазинейтральность плазмы автоматически выполняется поскольку  $\nabla \cdot \mathbf{J} \equiv 0$ . Заметим, что холловская физика описывается единственным членом  $\nabla \times [(\mathbf{J}/ne) \times \mathbf{B}]$ .

Для замыкания системы необходимо добавить уравнение для электронной температуры. Однако последним членом в (4), можно пренебречь полагая, что неколлинеарность градиентов концентрации и температуры мала.

Далее, мы получаем безразмерные уравнения, беря в качестве характерных величин невозмущенную скорость потока, концентрацию плазмы, кинетическое давление и магнитное поле, соответствующее этому давлению

$$\begin{aligned} p_k &= n_o M V_o^2, & B_o^2 &= 4\pi p_k, & \mathbf{B} &= \mathbf{B}/B_o, \\ \mathbf{V} &= \mathbf{V}/V_o, & n &= n/n_o, & p &= p/p_k. \end{aligned} \quad (8)$$

Заметим, что в выбранных единицах  $B_o$  плазменные кинетические масштабы  $L_{pi} = \sqrt{Mc^2/4\pi ne^2}$  и  $R_{Li} = V_o Mc/eB_o$  в точности равны друг другу. Далее, определяем характерный размер задачи в рамках МГД подхода как точку остановки плазмы магнитным диполем с моментом  $\mu$  с учетом удвоения поля на магнитопаузе

$$L_M = \left( \frac{\mu^2}{2\pi p_k} \right)^{1/6}, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}/L_M. \quad (9)$$

В результате нормирования на характерную длину в уравнениях возникают холловский параметр, магнитное и вязкостное числа Рейнольдса

$$D = L_M/L_{pi} \approx 2.64 \cdot 10^{-4} \cdot (n_o \mu/V_o)^{1/3}, \quad (10)$$

$$R_m = \frac{4\pi\sigma V_o L_M}{c^2} \approx 10^{-7} V_o L_M T_e^{3/2}, \quad (11)$$

$$R_\eta = \frac{M V_o L_M}{\eta} \approx \frac{V_o}{V_{Ti}} \left( \frac{\lambda_{ii}}{L_M} + \frac{L_M}{\lambda_{ii}} \right). \quad (12)$$

Безразмерные уравнения имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} - \nabla \times \left[ \left( \mathbf{V} - \frac{\nabla \times \mathbf{B}}{Dn} \right) \times \mathbf{B} \right] + \nabla \times \frac{1}{R_m} \nabla \times \mathbf{B} = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{V} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\frac{1}{n} (\mathbf{B} \times \nabla \times \mathbf{B} + \nabla p) + \left( \nabla \frac{1}{R_\eta} \cdot \nabla \right) \mathbf{V}_i + \nabla \frac{1}{R_\eta} (\nabla \cdot \mathbf{V}_i), \quad (14)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot n \mathbf{V} = 0, \quad (15)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) p + \gamma p \nabla \cdot \mathbf{V} = (\gamma - 1) \left[ \frac{1}{R_\eta} (\nabla \cdot \mathbf{V})^2 + \frac{1}{R_m} (\nabla \times \mathbf{B})^2 \right]. \quad (16)$$

Для упрощения, без потери общности мы объединили объемную и динамическую вязкость, взяв  $\xi = 2\eta/3$ . Численные выражения параметров даны для водородной плазмы в системе СГСМ. Безразмерный параметр Холла фигурирует в самых первых работах по моделированию. Однако впервые подробное исследование его влияния на структуру магнитосферы было предпринято в численных исследованиях [Omid *et al.*, 2002]. По этой причине мы используем буквенное обозначение  $D$ , введенное указанными авторами. С Холловским параметром также связан другой кинетический масштаб, который характеризует движение пробных ионов в дипольном магнитном поле — радиус Штермера

$$L_{St} = \left( \frac{e Z_i \mu}{M c V_o} \right)^{1/2} = L_M D^{1/2}. \quad (17)$$

Параметры, которые не вошли явным образом в уравнения — это числа Маха и Маха–Альфвена. Они определяют невозмущенные параметры потока — величину теплового давления  $n_o T_o/p_k = M_s^{-2}/\gamma$  и величину межпланетного магнитного



поля  $B_{\text{IMF}}/B_0 = M_A^{-1}$ . Числа Маха в солнечном ветре достаточно велики и перед магнитопаузой образуется головная ударная волна. В экспериментах типа Террелла реализация сверхзвукового и сверхальфвеновского течения плазмы не представляет технических проблем. Однако достоверные свидетельства формирования ударной волны отсутствуют, видимо из-за конечной временной длительности потока. Тем не менее перед магнитопаузой наблюдается увеличение концентрации плазмы и отраженные ионы. Имеется также параметр отношения размера магнитосферы к размеру планеты, или конструкции Терреллы  $L_D$ . Если для Земли этот параметр имеет большую величину, то для Меркурия — порядка единицы.

Помимо плазменных кинетических масштабов в уравнениях присутствуют газодинамические кинетические масштабы, связанные со столкновениями. Магнитное число Рейнольдса описывает скорость диссипации электрического тока и определяется Кулоновскими электрон-ионными столкновениями. Вязкость описывает скорость диссипации градиентов течения за счет превращения направленного движения в хаотичное и определяется кулоновскими ионными-ионными столкновениями. В нулевом приближении можно считать, что при каждом столкновении направленная энергия движения иона переходит в тепло. Если длина свободного пробега превышает характерный размер задачи  $\lambda_{ii} \gg L_M$ , то перераспределение импульса при одном столкновении ограничено масштабом гирорадиуса ионов в магнитном поле СВ. Если ММП отсутствует или мало, этот масштаб равен пространственному градиенту течения. В этом случае вязкость можно оценить как  $\eta \approx V_{Ti} L_M^2 / \lambda_{ii}$ . В столкновительном газодинамическом пределе масштаб перераспределения импульса за одно столкновение равен длине свободного пробега, а вязкость есть  $\eta \approx V_{Ti} \lambda_{ii}$ . Формула (12) объединяет оба предела. Как видно, вязкостное число Рейнольдса выражается через число Кнудсена  $K_n \equiv \lambda_{ii} / L_M$ . Для сверхзвукового течения  $R_\eta$  всегда много больше единицы как для больших, так и для малых чисел Кнудсена.

### 2.1. Влияние кинетических столкновительных масштабов — скин-слой

В МГД описания столкновения определяют ширину переходных слоев. В случае магнитосферы — это фронт ударной волны и пограничный слой магнитопаузы. При низкой вязкости ширина пограничного слоя, который отделяет дипольное поле от потока плазмы, определяется магнитным числом Рейнольдса  $\Delta \sim 1/R_m$ . В обратном случае большой вязкости  $R_\eta \ll R_m$  скин-слой равен средней геометрической ширине  $\Delta \sim 1/(R_m R_\eta)^{1/2}$ .

Для солнечного ветра число Кнудсена и числа Рейнольдса на масштабах планетарных магнитосфер исключительно велики и плазма считается бесстолкновительной. Учет холловского члена в уравнении индукции (13) показывает, что, в отсутствие столкновений, характерным масштабом изменения поля становится ионный скин-слой  $\Delta \sim L_{pi}$ . Интересно отметить, что обычно ширина переходного слоя магнитосферы Земли в несколько раз превышает ионный скин-слой и обусловлена волновой активностью, турбулентностью и сильными пульсациями. Такие мелкомасштабные кинетические процессы бесстолкновительного характера не описываются простыми МГД уравнениями типа (13)–(16). В то же время, наблюдаемая минимальная ширина пограничного слоя  $\sim 50$  км хорошо соответствует ионной плазменной длине СВ. Таким образом, бездиссипативное взаимодействие плазмы с магнитным полем означает малость столкновительного скин-слоя по сравнению с ионным скин-слоем, а не с размером магнитосферы. Отношение холловского члена к диссипативному в (13) есть параметр замагниченности электронов, не зависящий от масштаба магнитосферы

$$R_{m*} = \frac{eB_0}{mc} \tau_{ei}. \quad (18)$$

Отметим, что этот параметр играет важную роль не только для пограничного слоя, но и для свистовых волн, нижегибридных колебаний, генерации и протекания продольных токов Биркеланда.

Вязкость влияет на ширину пограничного слоя, на диссипацию альфвеновских волн и турбулентность погранслоя. Адекватное моделирование требует больших чисел Рейнольдса  $R_\eta \gg 1$ . Для указанных процессов неважно какой характер имеет вязкость — бесстолкновительный  $K_n \gg 1$  или газодинамический  $K_n \ll 1$ . Однако принципиальную роль характер вязкости играет для лабораторного моделирования головной ударной волны. Очевидно, что для этой задачи необходимо реализовать большие числа Кнудсена. В работе [Аврорин и др., 1969] наблюдалось ударное возмущение перед двухмерным цилиндрическим магнитным диполем, а также нагрев ионов и электронов за фронтом, которые соответствовали соотношению Ренкина–Гюгонио для заданного числа Маха. Несмотря на то, что длина пробега ионов, рассчитанная по невозмущенным величинам, была значительно больше ширины магнитослоя и расстояния до магнитопаузы ( $K_n \approx 9$ ) наблюдаемое ударное возмущение было, по всей видимости, столкновительным. Длина пробега ионов, рассчитанная по измеренной температуре и концентрации в магнитослое, была меньше, чем ширина магнитослоя. Таким образом, для реализации бесстолкновительной ударной волны число Кнудсена должно превышать единицу более чем на порядок величины.

## 2.2. Влияние кинетических плазменных масштабов — мини-магнитосфера

Проблема взаимодействия плазмы с магнитным полем на ионных масштабах в целом имеет длительную историю, и ее решение позволило добиться существенного прогресса в ряде областей. Барьерные выбросы АМРТЕ в магнитосфере Земли и соответствующие лабораторные эксперименты [Okada et al., 1981; Захаров и др., 1986] обнаружили новую неустойчивость границы плазмы типа Релея–Тейлора [Hassam, Huba, 1987], связанную с холловским членом. В исследованиях пересоединения неустраиваемая в рамках классической МГД проблема локализации диффузионной области была решена посредством учета в законе Ома холловского члена [Mandt et al., 1994]. В технологии холловские ионные двигатели [Mikhailichenko et al., 1973] и плазменные размыкатели [Fruchman, Maron, 1991] используют двухжидкостный режим течения, когда электроны движутся существенно иным образом, чем ионы. Структуру тонкого хвоста магнитосферы Земли можно объяснить только в рамках двухжидкостной кинетической модели с пролетными и захваченными ионами [Малова, Зеленый, 2008; Зелёный и др., 2011].

Детальное изучение свойств магнитосферы в случае, когда ее размер меньше ионной плазменной длины началось лишь в 2000-х гг. Это было вызвано космической миссией Галилео, которая поставила вопрос о наблюдательных проявлениях остаточного магнетизма астероидов. Серия двух и трехмерных численных расчетов методом частиц [Omidi et al., 2002; Blanco-Cano et al., 2004; Fujita, 2004] обнаружила ряд настолько поразительных отличий такого объекта от планетарных магнитосфер, что он получил отдельное название мини-магнитосфера. У мини-магнитосферы отсутствует ударная волна, ионы проникают вглубь дипольного магнитного поля и останавливаются на предельной границе Штермера. При наличии ММП вверх по потоку образуется стоячая вистлерная волна, а хвост распадается на магнитозвуковые и вистлерные осцилляции.

Достоверные, хотя и ограниченные данные о мини-магнитосфере были получены в ходе исследований Луны [Садовский, 2008]. После открытия намагниченных участков коры в миссиях Апполон, их картографирование аппаратом Lunar Prospector дало многочисленные и неоспоримые примеры взаимодействия СВ с лунными магнитными

аномалиями. На высотах до 100 км над аномалиями часто наблюдается значительное увеличение магнитного поля СВ, сопровождаемое появлением энергичных электронов и волновой активностью [Halekas et al., 2008a]. На Луне мини-магнитосфера может быть использована как защита от плазмы СВ, и необычное альbedo было обнаружено на участках вблизи нескольких аномалий. В тоже время обширный поиск из тысячи пролетов над аномалией Crisium дал пример всего двух существенных понижений концентрации плазмы [Halekas et al., 2008b]. Характерно, что они были зарегистрированы в условиях высокой концентрации СВ, когда ионная плазменная длина составляла 57 км против обычных 97 км. В последние годы другие лунные миссии предоставили новые данные. Аппарат SELENE Explorer обнаружил магнитное отражение ионов СВ над аномалией Aitken на Южном полюсе Луны, сопровождаемое уменьшением ионов, отраженных от поверхности [Saito et al., 2010]. Помимо отраженных ионов аппарат Chandrayaan-1 обнаружил над аномалией Crisium уменьшение обратного потока атомов водорода, образованных отраженными с поверхности и нейтрализованными ионами [Wieser et al., 2010], что также свидетельствует о частичной защите поверхности от СВ. Аппарат Chang'E-2 обнаружил понижение плотности протонов на высотах 100 км над аномалией Serenitatis [Wang et al., 2012].

Лабораторные данные по мини-магнитосферам до настоящего времени практически отсутствовали. Это связано, по-видимому, с направленностью экспериментов по построению моделей планетарных магнитосфер. Тем не менее в работах [Kawashima, Mori, 1965; Пономаренко и др., 2004] была обнаружена еще одна черта мини-магнитосферы, которая до сих пор не описана в численных исследованиях. Наблюдается значительное проникновение плазмы внутрь западного фланга магнитосферы, в результате чего она приобретает выраженный асимметричный характер.

В последние годы авторы настоящей статьи провели подробные экспериментальные исследования Терреллы с параметром  $D > 1$  [Пономаренко и др., 2004; Пономаренко и др., 2010] и мини-магнитосферы в режиме  $D < 1$  [Zakharov et al., 2011]. Данные этих опытов анализируются в работе [Shaikhislamov et al., 2013], и некоторые из них будут представлены ниже. Также будут представлены данные по связи асимметрии магнитосферы с кинетическими плазменными масштабами. Лабораторные эксперименты не только подтвердили выводы численных расчетов, но и обнаружили новые черты мини-магнитосферы. В частности установлено, что с увеличением ионной плазменной длины магнитопауза отдалается от диполя, а скачок поля на ней соответственно уменьшается, в то время как плазма проникает вглубь области дипольного поля вплоть до границы Штермера. Систематические измерения в меридиональной плоскости впервые обнаружили наличие крупномасштабной некомпланарной компоненты магнитного поля ( $B_y$  в системе координат GSM), по величине сопоставимой со скачком поля на магнитопаузе [Пономаренко и др., 2004]. Биполярная структура этого поля, с максимумом и минимумом в Северном и Южном полушариях, кардинально противоречит характеру симметрии конвективного члена  $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ , и указывает на его происхождение от холловского члена  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}/nc$  в уравнении индукции. В подтверждение холловской природы этой компоненты было установлено, что знак  $B_y$ , в отличие от компланарных компонент  $B_x$  и  $B_z$ , не меняется при инверсии магнитного момента диполя [Zakharov et al., 2011].

В работе [Shaikhislamov et al., 2013] развита модель мини-магнитосферы, объясняющая ее основные свойства. На магнитопаузе токи Чепмена–Ферраро генерируют вдоль направления своего течения новую компоненту магнитного поля, как это описывается холловским членом в законе Ома. Связанная с холловским полем токовая система вносит дополнительную конвекцию дипольных компонент магнитного поля, как это описывается тем же холловским членом в (13). В стационарном состоянии

для компенсации этого дополнительного переноса скорость плазмы стремится сравняться с токовой скоростью  $\mathbf{V} \approx \mathbf{J}/ne$ , или ионный ток с электрическим током. Это приводит к трем последствиям. Во-первых, плазма проникает через магнитопаузу и, поскольку перепад кинетического давления уменьшается, положение магнитопаузы соответственно смещается дальше от диполя. Во-вторых, динамика плазмы внутри магнитосферы описывается как движение частиц в магнитном поле. Другими словами, холловские токи стремятся занулить электрическое поле так, что ионы движутся только под действием магнитной силы  $M\dot{\mathbf{V}} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}/nc \approx e\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$ . В этом случае плазма останавливается на предельной границе Штермера. Исчезновение головной ударной волны объясняется проникновением плазмы через магнитопаузу. С усилением холловских токов также увеличивается скорость проникновения плазмы через магнитопаузу, и когда она превышает ограничение Ренкина–Гюгонио на максимально возможную скорость в магнитослое, стоячая ударная волна перестает существовать. Третье непосредственное следствие равенства ионного тока электрическому  $ne\mathbf{V} \approx \mathbf{J}$  состоит в том, что в отличие от ионов электроны внутри магнитосферы неподвижны.

Для более детального понимания мини-магнитосферы в работе [Shaikhislamov et al., 2013] проведены расчеты в рамках холловской МГД в 2.5-мерном приближении, соответствующем меридиональной плоскости трехмерной магнитосферы. Результаты расчетов оказались в хорошем качественном и количественном соответствии как с экспериментами, так и с аналитической моделью. Численное моделирование позволило выявить картину течения электронной жидкости. Электроны потока не проникают в область дипольного поля, а обтекают его вдоль магнитопаузы, в то время как внутри области дипольного поля движутся только ионы, а электроны образуют квазизамкнутую стационарную популяцию. Именно неподвижность электронов объясняет возможность движение ионов поперек магнитного поля без его конвекции, поскольку поле заморожено в электроны, а не ионы. Отметим, что такое раздельное течение не нарушает квазинейтральность плазмы. Действительно, внутри магнитосферы выполняется условие  $ne\mathbf{V} = \mathbf{J}$ . В стационарном состоянии дивергенция потока равна нулю из условия непрерывности, поэтому и условие  $div\mathbf{J} = 0$  также не нарушается. Очевидно, что популяция захваченных электронов образуется на нестационарной фазе формирования магнитосферы.

### 3. Результаты экспериментов

Далее используется система координат GSM. Эксперименты проводились на стенде КИ-1, включающим вакуумную камеру диаметром 120 и длиной 500 см с рабочим давлением  $10^{-6}$  Торр. Тета-пинч создавал поток водородной плазмы высокой степени ионизации с поперечным размером по полувысоте 80 см, концентрацией в диапазоне  $10^{11}$ – $10^{14}$  см $^{-3}$ , скоростью 40–200 км/с. При температуре электронов  $T_e \approx 3$ –8 эВ поток был сверхзвуковой и сверхальфвеновский. Для удержания плазмы тета-пинча вдоль ее направления движения прикладывалось слабое магнитное поле  $\approx 10$  Гс. В ряде экспериментов использовалась лазерная плазма. В этом случае два импульсных луча CO $_2$  излучения с полной энергией 150 Дж каждый фокусировались и совмещались в пятно площадью 2–3 см $^2$  на поверхности твердой плоской мишени из капролона или полиэтилена. Образующаяся лазерная плазма состоит из двух последовательных потоков, имеющих скорость 170–200 и 80–100 км/с соответственно, что связано с формой импульса излучения пик + хвост. Относительно оси разлета плазмы, которая совпадает с нормалью к мишени, пространственное распределение потока имело вид конуса с углом раствора  $\approx 1$  радиан. При полной кинетической энергии плазмы  $\approx 60$  Дж максимальное кинематическое давление плазмы в области

взаимодействия диполем, который располагался на расстоянии 40–70 см от мишени, составляло величину порядка  $\sim 10^4$  дин/см<sup>2</sup>.

В качестве Терреллы использовались различные магнитные диполи с моментом от  $10^5$  до  $10^7$  Гс/см<sup>3</sup>, сферическая оболочка которых имела радиус от 2.5 до 10 см. Магнитный момент в описываемых экспериментах ориентирован анти-параллельно оси  $Z$ . Временная длительность работы тета-пинча составляла 30–100 мкс, диполя — 200 мкс. Длительность потока лазерной плазмы не превышает 10 мкс. Комплекс диагностики включал набор миниатюрных электрических и магнитных зондов размером  $< 0.5$  см, мгновенное фотографирование с экспозицией  $3 \cdot 10^{-8}$  с, пояс Роговского радиусом 1.7 см для измерения тока в плазме.

В работе [Пономаренко и др., 2004] были сделаны подробные измерения в меридиональной, экваториальной и терминаторной плоскостях, в пространственном диапазоне  $-30 \leq x \leq 30$ ,  $-30 \leq y \leq 30$ ,  $-8 \leq z \leq 30$  см примерно по 400 точек в каждой плоскости. Параметры эксперимента были  $n_0 = 2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $V_0 = 100$  км/с,  $\mu = 1.25 \cdot 10^5$  Гс/см<sup>3</sup>,  $L_D = 3.75$  см. Безразмерные параметры соответственно равны  $M_S \approx 3.5$ ,  $D \approx 1.9$ ,  $R_m \sim 100$ ,  $R_{m*} \sim 50$ ,  $R_\eta \sim 40$ ,  $K_n \approx 13$ . Как видно, все критерии примерно удовлетворяют требованиям ограниченного моделирования, за исключением холловского параметра, который незначительно превышает единицу.

На рис. 1А, В показаны интегрированные данные по меридиональному сечению Терреллы — компонента тока  $J_y$ , вычисленная по ротору поля, линии вектора магнитного поля и концентрация. Можно видеть основные черты магнитосферы: локализованный ток Чепмена–Ферраро, плазменная полость, каспы, хвост. Если меридиональная картина выглядит в общем подобной Земной, то в экваториальной плоскости (рис. 1D) имеются принципиальные отличия, схожие с результатами работы [Kawashima, Mori, 1965]. А именно, на западной стороне внутри магнитосферы наблюдается локальная область высокой концентрации плазмы.

Количественные данные представлены на рис. 2 в виде профилей магнитного поля и концентрации вдоль линии терминатора  $Y$  (при  $X, Z = 0$ ). На западной стороне глубоко внутри магнитосферы на расстоянии  $Y \approx -7$  см четко видна область (обведена кругом) высокой концентрации плазмы, превышающей значение в невозмущенном потоке. Наличие этой области приводит к понижению магнитного поля (указано стрелками) и обратному току, как это было отмечено в [Kawashima, Mori, 1965]. На восточной стороне также наблюдается проникновение плазмы за магнитопаузу, но гораздо меньшее. Анализ временной динамики показывает, что плазма внутри магнитосферы сперва появляется на западной стороне, далее в хвосте за диполем и, наконец, на восточной стороне. Асимметрия проявляется не только в распределении концентрации, но и в форме магнитопаузы, которая расположена примерно при  $Y \approx -18$  на западе и  $Y \approx 12$  см на востоке. Далее за положение магнитопаузы будем брать точку пересечения нуля возмущением поля  $\delta B_z = 0$ , которая примерно совпадает с максимумом тока Чепмена–Ферраро.

Профиль магнитосферы вдоль главной оси взаимодействия  $X$  показан на рис. 3. Можно видеть, что ширина пограничного слоя (от максимума до минимума возмущения поля) составляет 3–4 см, что сопоставимо с ионной плазменной длиной  $L_{pi} = 5$  см. Магнитопауза, определенная как максимум тока Чепмена–Ферраро, располагается на расстоянии  $X \approx 11.5$  см, что заметно превышает расчетное положение  $L_M \approx 9.5$  см. Дипольное поле практически полностью отсутствует вверх по течению перед магнитопаузой. Фронт концентрации плазмы проникает за магнитопаузу внутрь магнитосферы на несколько сантиметров.

Сеточные измерения позволили обнаружить компоненту магнитного поля  $B_y$  (рис. 1С), перпендикулярную меридиональной плоскости и некомпланарную исходному дипольному полю. Компонента асимметрична относительно оси  $Z$ :  $B_y(z) =$

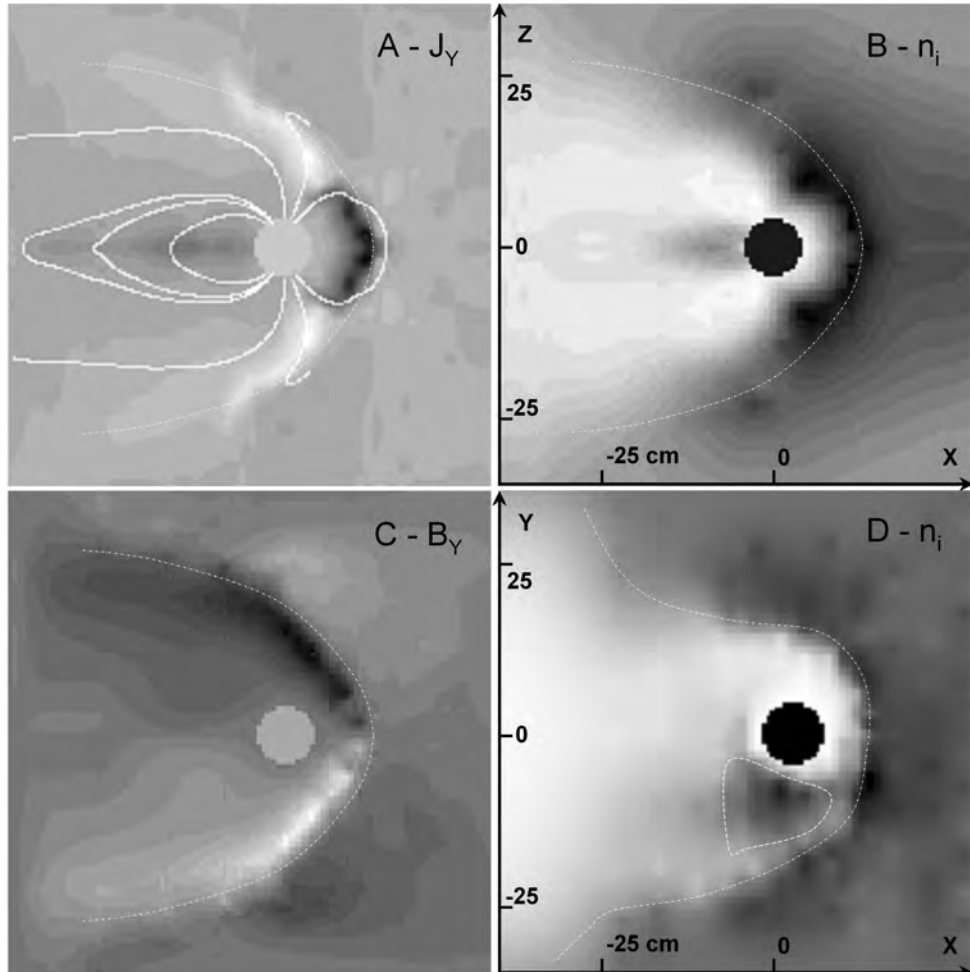


Рис. 1. Структура Терреллы. Пространственный размер рисунков  $70 \times 70$  см. Круг обозначает корпус диполя. Поток набегаёт справа. Панели А, В и С — меридиональная плоскость, D — экваториальная плоскость. А — распределение плотности тока  $J_y$  (256 градаций серого цвета). Максимально чёрный (белый) оттенок соответствует величине  $96 \text{ A/cm}^2$  ( $-40 \text{ A/cm}^2$ ). С — компонента магнитного поля  $B_y$ . Максимально чёрный (белый) оттенок равен  $\pm 54$  Гс. В, D — концентрация плазмы  $n_i$ . Максимально чёрный оттенок равен  $3.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , белый — нуль. Штрих-пунктирная линия обозначает примерное положение магнитопаузы, штриховая — область проникновения плазмы вглубь магнитосферы

$= -B_y(-z)$ , положительна в Северном и отрицательна в Южном полушарии. Её максимальная величина  $\approx 50$  Гс, примерно в 5 раз меньше скачка поля на магнитопаузе  $\Delta B_z \approx 250$  Гс. Пространственная структура поля  $B_y$  отчетливо отражает распределение тока Чепмена–Ферраро. На рис. 3 также показана компонента электрического тока, связанная с некомпланарным полем  $J_x = -(c/4\pi) \partial B_y / \partial z$ . Она наблюдается в области проникновения плазмы за магнитопаузу. Величина токовой скорости  $J_x/ne = -(20-40) \text{ км/с}$  примерно в три раза меньше скорости потока вверх по течению.

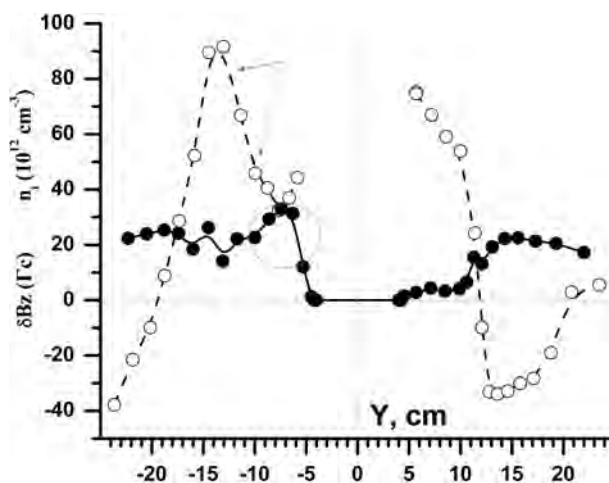


Рис. 2. Профили возмущения магнитного поля (○) и концентрации плазмы (●), измеренные вдоль линии терминатора

По результатам данного эксперимента можно сделать следующий вывод. Несмотря на качественное сходство с планетарными магнитосферами в таких чертах, как образовании плазменной полости вокруг диполя и характерной магнитной структуры со сжатием поля во фронтальной области, каспами и хвостом, Террелла обнаруживает существенные отличия. Эти отличия выражены в глубоком проникновении плазмы на западном фланге, частичном проникновении во фронтальной области и более удаленном положении магнитопаузы по сравнению с расчетной величиной.

Для более детального подтверждения этого вывода далее приводятся результаты ряда экспериментов, охватывающих широкий диапазон холловского параметра. В табл. 1 приведены основные параметры реализованных режимов. В режиме под № 6 [Пономаренко и др., 2010] параметр Холла был наибольший, благодаря большей концентрации, меньшей скорости и большого магнитного момента, в то время как в № 2 и 3 он был меньше единицы по обратной причине. Режим № 1 с наименьшим

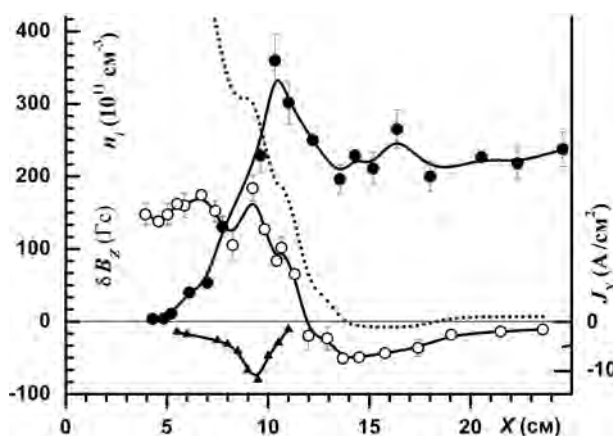


Рис. 3. Профили возмущения магнитного поля (○) и концентрации плазмы (●), измеренные вдоль оси X. Также показаны величина суммарного магнитного поля (пунктирная кривая), и компоненты электрического тока  $J_x$  (▲, правая ось абсцисс)



Таблица 1

Условия различных экспериментальных режимов

№ режима	$\mu$ , Гс/см <sup>3</sup>	$n_i$ , см <sup>-3</sup>	$V_0$ , км/с	Ион	$D$
1	$1.25 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^{12}$	50	Ar <sup>4+</sup>	0.4
2	$1.25 \cdot 10^5$	$1.5 \cdot 10^{12}$	120	H <sup>+</sup>	0.75
3	$6 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^{12}$	100	H <sup>+</sup>	0.8
4	$1.25 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^{13}$	100	H <sup>+</sup>	1.9
5	$1.25 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^{13}$	40	H <sup>+</sup>	3.2
6	$4 \cdot 10^5$	$(4-5) \cdot 10^{13}$	40	H <sup>+</sup>	5

параметром Холла достигнут за счет применения плазмы из тяжелых ионов аргона. Результаты, приведенные на рис. 1–3 получены в режиме № 4.

На рис. 4 профили магнитосферы вдоль оси  $X$  показаны для четырех режимов. Сплошная вертикальная линия указывает «подсолнечную» точку остановки  $L_M$ , рассчитанную по формуле (9). Штриховые линии обозначают измеренные величины: положение магнитопаузы  $L_m$  и границу проникновения плазмы внутри магнитосферы  $L_p$ . Для наибольшего  $D$  (верхняя панель) теоретическое и измеренное положение магнитопаузы практически совпадают, а плазма не проникает за пределы пограничного слоя. Измеренный скачок поля на магнитопаузе  $\Delta B_z \approx B_D(L_m) + \delta B_z \approx 200$  Гс способен остановить поток при заданной концентрации со скоростью  $\Delta V = \sqrt{\Delta B_z^2 / (8\pi n_i M)} \approx 45$  км/с, что несколько превышает скорость течения  $V_0$ . С другой стороны, режимы  $D < 1$  (две нижние панели) демонстрируют противоположные черты. Магнитопауза располагается заметно дальше от диполя, чем ожидается (в полтора раза в случае аргона), а плазма проникает глубоко внутрь магнитосферы. Скачок поля на магнитопаузе мал  $\Delta B_z \leq 50$  Гс и способен остановить поток со скоростью лишь  $\approx 55$  км/с для режима №3 и  $\approx 9$  км/с для №1. Это существенно меньше, чем  $V_0$  для обоих случаев. Таким образом, плазма должна проникать через магнитный барьер с незначительным торможением, и, судя по профилям концентрации, так оно и происходит. В эксперименте с аргоном плазма достигает оболочки диполя ( $X = 3.75$  см), так что плазменная полость полностью отсутствует. В трехмерной модели тестовых частиц минимальное приближение иона на оси  $X$  равно 0.6 от величины радиуса Штермера и рассчитывается как 6.7, 4.7 и 3 см для режимов № 4, 3 и 1 соответственно. Эти величины хорошо согласуются с наблюдаемым  $L_p$ . Режим № 4 занимает, очевидно, промежуточное место между пределами большого и маленького параметра Холла. Несмотря на определенное проникновение плазмы за пределы пограничного слоя, магнитный барьер достаточен для торможения потока со скоростью  $\Delta V \approx 75$  км/с, что меньше, но сопоставимо со скоростью течения  $V_0 = 100$  км/с. В режимах № 3 и 4 были проведены измерения некомпланарной компоненты магнитного поля  $B_y$ , которые позволили вычислить компоненту электрического тока вдоль направления течения  $J_x$  в области проникновения плазмы за пределами пограничного слоя. Если в режиме № 4 с  $D > 1$  электрический ток меньше ионного тока, то в режиме № 3 с  $D < 1$  они оказались близки друг другу  $J_x \approx eZ_i n_i V_i \approx 3$  А/см<sup>2</sup>. Таким образом, электроны в этой области неподвижны, а ток  $J_x$  создается движением ионов.

Режимы с  $D > 1$  и  $D < 1$  отличаются также шириной пограничного слоя  $\Delta$ , т. е. слоя, где сосредоточен ток Чепмена–Ферраро. Видно, что  $\Delta$  растет с увеличением ионного скин-слоя. В режимах  $D > 1$  ширина пограничного слоя меньше, но сопоставима с ионным скином  $\Delta \approx L_{pi}$ . В режимах  $D < 1$  ширина пограничного

слоя в несколько раз меньше ионного скина, но существенно больше диссипативной ширины, оцененной по электрон-ионным столкновениям. Интересно отметить, что в режиме №5 в отличие от других на рис. 4 наблюдается малая длина пробега ионов и малое число Кнудсена  $K_n \approx 0.1$ . Это указывает на незначительную роль ион-ионных столкновений в рассматриваемых процессах.

Влияние кинетических масштабов на асимметрию магнитосферы было исследовано в режимах №4, 5, 6. На рис. 5 показаны измерения вблизи плоскости терминатора перед диполем (линия Y1) и позади диполя (Y2) вдоль направления запад-восток, или утро-вечер. Можно видеть, что в режиме №4 при наименьшем значении параметра  $D$  (верхние панели) значительное проникновение плазмы и силь-

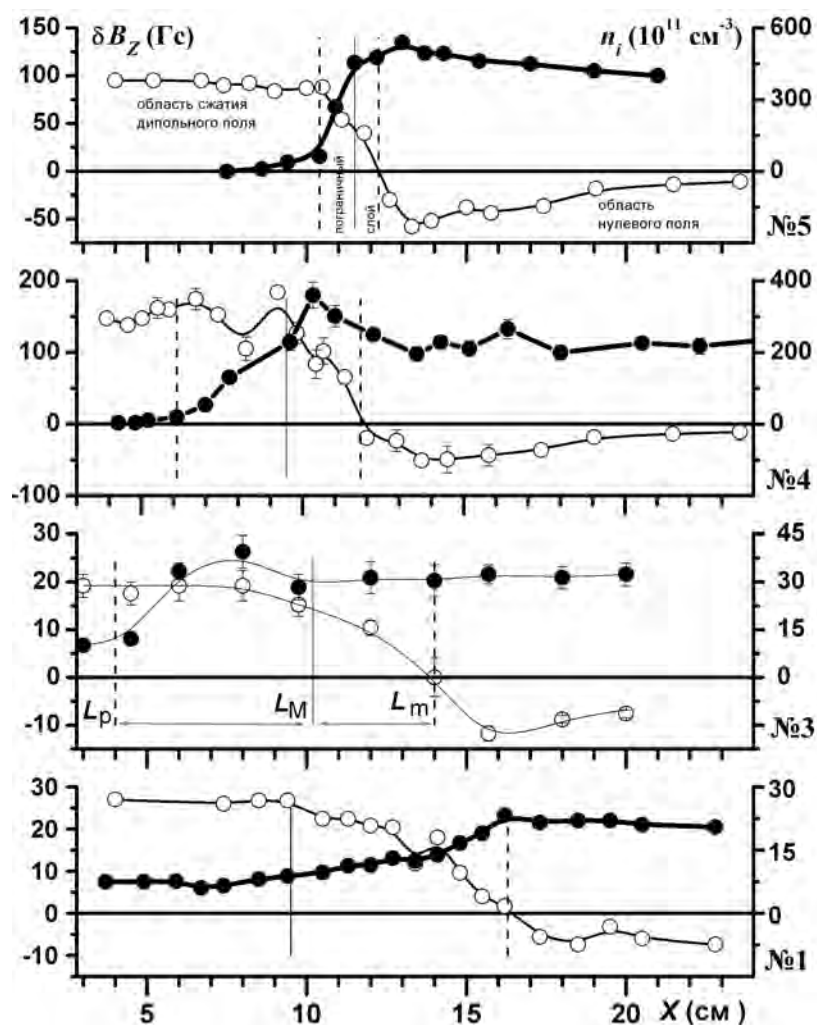


Рис. 4. Профили вдоль оси  $X$  магнитного возмущения ( $\circ$ ) и концентрации плазмы ( $\bullet$ ), измеренные в различных режимах. Тонкая вертикальная линия указывает положение «подсолнечной» точки, вычисленное по теоретической формуле. Штриховые линии указывают измеренное положение магнитопаузы и границу проникновения плазмы внутри магнитосферы

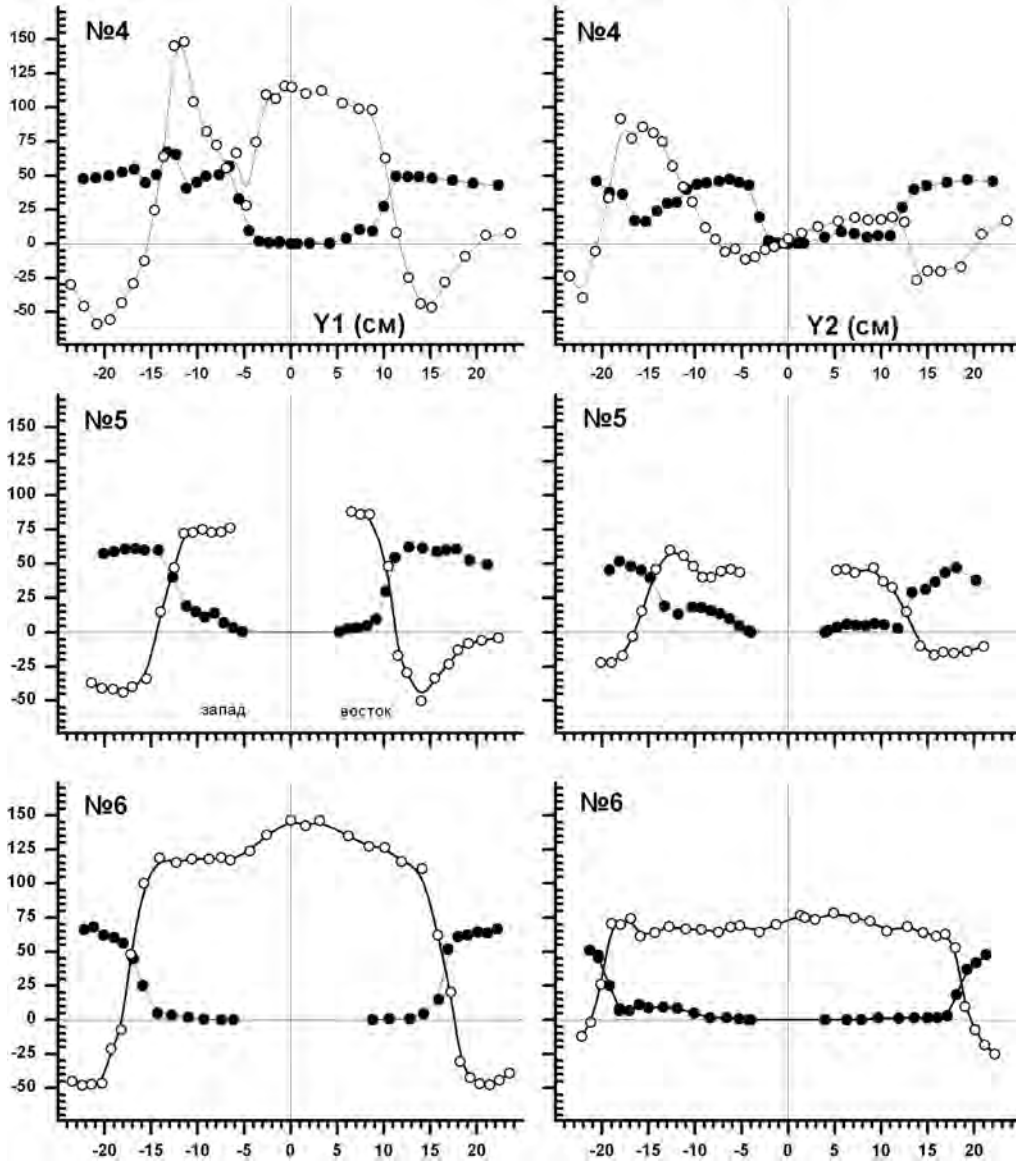


Рис. 5. Профили магнитного возмущения ( $\circ$ ) и концентрации плазмы ( $\bullet$ ) в экваториальной плоскости  $Z=0$  вдоль направления запад-восток для трех экспериментальных режимов (обозначены цифрами 4, 5, 6). Левые панели — перед плоскостью терминатора при  $X = 4$  см; правые панели — за плоскостью терминатора при  $X = -4$  см. Единицы измерений аналогичны рис. 4. Для режима № 4 (верхние панели) концентрация увеличена в два раза

ное возмущение поля на западной стороне наблюдается в протяженной области, как перед диполем, так и за ним. Это соответствует экваториальному распределению на рис. 4 для того же режима. Качественно подобная картина, но количественно менее выраженная, наблюдалась в режиме 5 с параметром  $D \approx 3$  (средние панели). В частности, на западе плазма, проникшая внутрь магнитосферы, стала существенно

меньше по концентрации, и значительно уменьшился обратный ток. Наибольшая асимметрия проявляется за диполем. При дальнейшем увеличении холловского параметра за счет увеличения магнитного момента (нижние панели) магнитосфера не только увеличилась в размере, но и стала практически полностью симметричной. Толщина переходного слоя заметно уменьшилась, а проникновение плазмы вглубь магнитосферы наблюдается только за диполем в хвосте на западной стороне с концентраций всего лишь 20% от исходной.

Количественная степень асимметрии магнитосферы в зависимости от параметра  $D$  показана на рис. 6. Отложено положение магнитопаузы (точки нулевого возмущения магнитного поля) для центрального направления и флангов магнитосферы, нормированные на расчетный размер (9). Во-первых, можно видеть, насколько быстро «подсолнечная» точка расходитсся с расчетным положением при  $D < 3$ . Во-вторых, если для режима № 4 разница в положении магнитопаузы на западе и востоке равна примерно  $\approx 45\%$ , то в режиме № 5 степень асимметрии оценивается в 20%, а в режиме № 6 всего 5–7%.

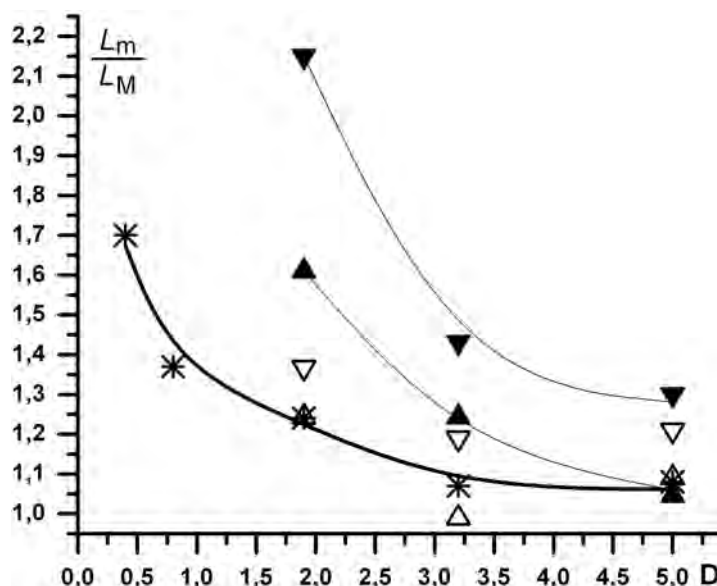


Рис. 6. Асимметрия магнитосферы в зависимости от параметра  $D$ . Отложены измеренные расстояния до магнитопаузы, нормированные на расчетный размер: \* — вдоль центрального направления; ▲, ▼ — на западной стороне впереди ( $X = 4$ ) и позади ( $X = -4$  см) диполя; △, ▽ — на восточной стороне впереди и позади диполя

Наиболее очевидная гипотеза о причинах наблюдаемой асимметрии Терреллы состоит в эффекте Холла, или, более конкретно, в действии холловского члена в уравнении индукции (4). Для фронтальной части магнитосферы было показано на основе экспериментов и численных расчетов [Shaikhislamov et al., 2013], что плазма проникает через магнитопаузу потому, что электрическое поле внутри магнитосферы близко к нулю за счет компенсации адвекции холловским членом  $(\mathbf{V}_i - \mathbf{J}/ne) \times \mathbf{B} \approx 0$ . Таким образом, ионы движутся по траектории Ларморовского вращения в поле диполя, и проникают внутрь магнитосферы на глубину гирорадиуса. Для Земли этот эффект незначителен поскольку гирорадиус протонов вблизи магнитопаузы не превышает 100 км. Для Терреллы с параметром  $D \sim 1$

гирорадиус сравним с размером магнитосферы. Пример траекторий ионов в этом случае показан на рис. 7. Поле диполя ограничено условной магнитопаузой и до

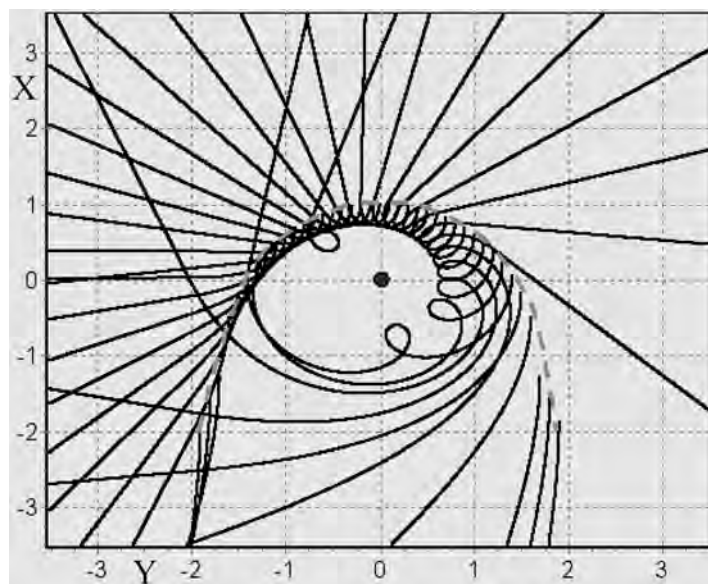


Рис. 7. Траектории пробных частиц в экваториальной плоскости магнитного диполя (расположен в центре). Магнитное поле ограничено условной магнитопаузой (штриховая линия). Единичный масштаб рисунка равен расстоянию до магнитопаузы в центральном направлении. Частицы влетают сверху с одинаковой скоростью в направлении  $-X$  под разными прицельными расстояниями. Радиус Штермера равен  $R_{St} = 1.5$ . Параметр Холла  $D = 2.25$

нее ионы движется прямолинейно вдоль оси  $X$  под разными прицельными параметрами. Как видно, асимметрия возникает из-за того, что на западной стороне ионы заворачивают внутрь магнитосферы и достигают предела Штермера, в то время как на восточной отражаются от магнитопаузы. Это объясняет появление обширной области проникновения плазмы на западной стороне. Аналогично фронтальному направлению, проникновение плазмы должно приводить к удалению магнитопаузы от диполя. Траектории движения ионов также соответствуют динамике проникновения плазмы внутрь магнитосферы. В экспериментах обнаружено, что плазма сначала появляется на фронте и западном фланге, далее в хвосте и в последнюю очередь на восточном фланге. Подтверждение этой гипотезы в будущих экспериментах требует детального измерения магнитных полей и потоков плазмы на флангах магнитосферы.

#### 4. Выводы и сравнение различных экспериментов

В работе представлены подробные данные о структуре Терреллы в условиях, когда кинетические плазменные масштабы сравнимы с МГД размером магнитосферы. В меридиональной плоскости картина взаимодействия потока плазмы с магнитным диполем подобна в самых основных чертах планетным магнитосферам. В то же время, в экваториальной плоскости обнаруживаются принципиальные отличия. Имеется существенная асимметрия между западным и восточным секторами. На западной стороне плазма проникает глубоко внутрь магнитосферы и обнаруживается ток, обратный току Чепмена-Ферраро. В центральном секторе отмечается большая ши-

рина пограничного слоя, магнитопауза расположена существенно дальше величины, рассчитанной по МГД формуле, а плазма проникает внутрь магнитосферы до предела Штермера. Эти черты качественно соответствуют картине движения пробных частиц в магнитном поле диполя.

Увеличение размера магнитосферы относительно ионной плазменной длины приводит к ослаблению асимметрии, степени проникновения плазмы и отклонения от расчетных значений. Для максимального режима, реализованного в экспериментах можно утверждать, что в пределах погрешности измерений лабораторная магнитосфера является симметричной. В таких основных чертах, как соответствие фронтального положения магнитопаузы расчетной точке остановки плазмы по балансу давлений, примерное равенство ширины пограничного слоя ионной плазменной длине и наличие выраженной плазменной полости, Террелла подобна магнитосфере Земли.

По результатам исследования можно сделать вывод, что критическим значением холловского параметра (10), разделяющим кинетический и магнитогидродинамический режим взаимодействия, будет  $D_{crit} \approx 3$ . Параметр  $D$  зависит от магнитного момента диполя, концентрации и скорости потока в относительно слабой степени  $1/3$ . Поэтому увеличение  $D$  даже в 2 раза требует значительного продвижения в область больших магнитных моментов или концентраций плазмы. Это объясняет относительно малый диапазон вариации Холловского параметра среди всех проведенных экспериментов с Терреллой.

В табл. 2 приведен список различных работ с Терреллой, начиная с одних из первых и заканчивая настоящей. Для всех из них указаны параметры, связанные с плазменными и столкновительными кинетическими масштабами, которые рассматривались в настоящем исследовании. Можно видеть, что ряд экспериментов до 1970-х гг. отличались, в целом, столкновительным характером — числа Кнудсена меньше единицы, относительно небольшие числа Рейнольдса. Начиная с работ, выполненных в Институте космических исследований РАН [Манагадзе, Подгорный, 1968] была поставлена цель достигнуть бесстолкновительного взаимодействия, характерного для космической плазмы, и в последующих экспериментах, в целом, числа Кнудсена и Рейнольдса были много больше единицы. В некоторых работах были достигнуты исключительно большие столкновительные длины пробега за счет увеличения скорости ионов и температуры электронов. В тоже время, отчетливо видно, что эксперименты в условиях бесстолкновительной плазмы отличаются большими плазменными масштабами и параметром Холла близким или меньше единицы, и наоборот, в экспериментах с  $D \geq 2$  длины пробега ионов относительно малы.

Настоящая работа показывает, что в условиях, когда параметр Холла меньше критического,  $D < 3$ , Террелла имеет принципиальные отличия от планетарных магнитосфер и может применяться для моделирования лишь отдельных аспектов. Для достижения бесстолкновительной ширины токового слоя сравнимой или меньше ионного скин-слоя достаточно иметь магнитное число Рейнольдса порядка десяти  $R_m \geq 10$ . Длина пробега ионов имеет принципиальное значение для моделирования бесстолкновительной ударной волны. В отсутствии ударной волны ион-ионные столкновения не оказывают значительной роли на структуру магнитосферы и ширину токовых слоев, поскольку вязкостное число Рейнольдса остается большим как в бесстолкновительном случае, так и в случае малой длины пробега ионов. Исходя из этого, можно сделать вывод, что условиям МГД моделирования удовлетворяли работы [Аврорин и др., 1969; Rahman et al., 1989; Yur et al., 1999], а также режимы №5, 6 настоящей работы. Условиям бесстолкновительного МГД моделирования удовлетворяли только отдельные эксперименты на установке UCR-T1 Калифорнийского университета [Rahman et al., 1989].

Таблица 2

Сводная таблица некоторых лабораторных экспериментов с Терреллой. Приведены размерные (магнитный момент, скорость и концентрация ионов) и безразмерные кинетические параметры: Холла, магнитное и вязкостное число Рейнольдса, число Кнудсена. Звездочка при числе  $S_\eta$  указывает на газодинамический характер вязкости. Если плазма не водородная, то в колонке плотности указан использовавшийся газ

Работа/Параметр	$\mu$ , Гс · см <sup>3</sup>	$V$ , км/с	$n$ , см <sup>-3</sup>	$D$	$R_m$	$R_{m*}$	$R_\eta$	$K_n$
[Cladis et al., 1964]	$1.7 \cdot 10^4$	60	$5 \cdot 10^{12}$	$\approx 0.7$	$\sim 25$	$\sim 30$	$\sim 20$	9
[Osborne et al., 1964]	$10^4$	20	$2 \cdot 10^{13}$ (Барий)	$\approx 0.1$	$\sim 15$	$\sim 30$	$\sim 100^*$	0.01
[Kawashima, Mori, 1965]	$2 \cdot 10^3$	40	$5 \cdot 10^{14}$ Гелий	$\approx 0.75$	$\sim 3$	$\sim 4$	$\sim 40^*$	0.09
[Danielsson, Lindborg, 1965]	$1.3 \cdot 10^4$	50	$10^{14}$	$\approx 1.9$	$\sim 6$	$\sim 3$	$\sim 10^*$	0.04
[Waniek, Kasai, 1966]	$1.5 \cdot 10^5$	80	$2 \cdot 10^{13}$	$\approx 2.1$	$\sim 35$	$\sim 15$	$\sim 15$	5
[Манагадзе, Подгорный, 1968]	$1.3 \cdot 10^5$	300	$10^{13}$	$\approx 1$	$\sim 1000$	$\sim 1000$	$\sim 10^4$	3000
[Аврорин и др., 1969]	$1 \cdot 10^5$	140	$2 \cdot 10^{14}$	$\approx 3.4$	$\sim 15$	$\sim 4$	$\sim 70$	9
[Дубинин и др., 1977]	$5 \cdot 10^4$	40	$10^{13}$	$\approx 1.5$	$\sim 150$	$\sim 100$	$\sim 2^*$	0.6
[Baum, Bratenhahl, 1982]	$4 \cdot 10^5$	150	$5 \cdot 10^{12}$	$\approx 1.5$	$\sim 1300$	850	$\sim 400$	150
[Minami, Takeya, 1985]	$4 \cdot 10^4$	50	$1 \cdot 10^{14}$ Аргон	$\approx 0.5$	$\sim 10$	$\sim 40$	$\sim 50^*$	0.1
[Rahman et al., 1989]	$4 \cdot 10^5$	150	$5 \cdot 10^{13}$	$\approx 3.3$	$\sim 1000$	$\sim 300$	$\sim 70$	24
[Yur et al., 1999]	$7 \cdot 10^5$	100	$3 \cdot 10^{13}$	$\approx 3.8$	$\sim 1000$	$\sim 250$	$\sim 10$	5
[Пономаренко и др., 2004]	$1.3 \cdot 10^5$	100	$2 \cdot 10^{13}$	$\approx 1.9$	$\sim 100$	$\sim 50$	$\sim 40$	13
[Rana et al., 2004]	$1.6 \cdot 10^5$	300	$1 \cdot 10^{13}$	$\approx 1.1$	$\sim 350$	$\sim 300$	$\sim 10^4$	2500
Настоящая работа, режим № 6	$4 \cdot 10^5$	40	$5 \cdot 10^{13}$	$\approx 5$	$\sim 30$	$\sim 6$	$\sim 20^*$	0.1

### Список литературы

- [Аврорин и др., 1969] Аврорин А.В., Долгов-Савельев Г.Г., Канаев И.Ф. и др. О формировании бесстолкновительной ударной волны перед магнитным диполем. Препринт 356. Новосибирск: ИЯФ, 1969.
- [Антонов и др., 2010] Антонов В.М., Бояринцев Э.Л., Захаров Ю.П. и др. Влияние проводимости поверхности на формирование магнитосферы в экспериментах по обтеканию магнитного диполя лазерной плазмой // Прикладная механика и техническая физика. 2010. Т. 51. № 5. С. 25.



- [Баранов, 1969] *Баранов В.Б.* К вопросу о моделировании обтекания магнитосферы земли и планет межпланетной плазмой // Космич. исслед. 1969. Т. II. № 1. С. 109.
- [Веригин, 2008] *Веригин М.И.* Аналитическое представление формы фронта околопланетных ударных волн // Плазменная гелиофизика / Под ред. Л. М. Зеленого и И. С. Веселовского. М.: Физматлит, 2008. Т. I. Гл. 4.2. С. 412.
- [Дубинин и др., 1977] *Дубинин Э.М., Подгорный И.М., Потанин Ю.Н.* Экспериментальное доказательство существования открытой и закрытой моделей магнитосферы // Космич. исслед. 1977. Т. XV, № 6. Р. 866.
- [Захаров и др., 1986] *Захаров Ю.П., Оришич А.М., Пономаренко А.Г., Посух В.Г.* Экспериментальное исследование эффективности торможения магнитным полем расширяющихся облаков диамагнитной плазмы // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 10. С. 1170.
- [Зелёный и др., 2011] *Зелёный Л.М., Малова Х.В., Артемьев А.В. и др.* Тонкие токовые слои в бесстолкновительной плазме: равновесная структура, плазменные неустойчивости и ускорение частиц // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 2. С. 137.
- [Малова, Зеленый, 2008] *Малова Х.В., Зеленый Л.М.* Структура и динамика хвоста магнитосферы // Плазменная гелиофизика / Под ред. Л. М. Зеленого и И. С. Веселовского. М.: Физматлит, 2008. Т. I. Гл. 4.4. С. 434.
- [Манагадзе, Подгорный, 1968] *Манагадзе Г.Г., Подгорный И.М.* Моделирование взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 1968. Т. 8. № 3. С. 545.
- [Подгорный, Сагдеев, 1969] *Подгорный И.М., Сагдеев Р.З.* Физика межпланетной плазмы и лабораторные эксперименты // УФН. 1969. Т. 98. № 3. С. 409.
- [Пономаренко и др., 2004] *Пономаренко А.Г., Антонов В.М., Мелехов А.В. и др.* Моделирование нестационарных процессов в солнечном ветре и их воздействий на магнитосферу Земли // Отчет по теме Минпромнауки «Исследование солнечной активности и ее проявлений в околоземном пространстве и земной атмосфере». Новосибирск.: ИЛФ СО РАН, 2004. Ч. 3. 28 с.
- [Пономаренко и др., 2010] *Пономаренко А.Г., Антонов В.М., Мелехов А.В. и др.* Моделирование ударного сжатия магнитосферы Земли и процессов в лазерном двигателе // Отчет по проекту П.8.1.4 Программы фундаментальных исследований СО РАН. Новосибирск: ИЛФ СО РАН, 2010. 32 с.
- [Садовский, 2008] *Садовский А.М.* Магнитное окружение Луны // Плазменная гелиофизика / Под ред. Л. М. Зеленого и И. С. Веселовского. М.: Физматлит, 2008. Т. II. Гл. 5.5. С. 82.
- [Шабанский и др., 1989] *Шабанский В.П., Веселовский И.С., Коваль А.Д. и др.* Применение искусственных магнитных полей в космических исследованиях // Гагаринские науч. чтения по космонавтике и авиации. Матер. докл. и сообщ. 18 Гагаринские чтения, 1988. М., 1989. С. 207.
- [Шайхисламов и др., 2012] *Шайхисламов И.Ф., Антонов В.М., Бояринцев Э.Л. и др.* Измерение трансполярного потенциала в лабораторной магнитосфере // Космич. исслед. 2012. Т. 50. № 6. С. 441.
- [Antonov et al., 2013] *Antonov V.M., Boyarinsev E.L., Boyko A.A. et al.* Inflation of a Dipole Field in Laboratory Experiments: Toward an Understanding of Magnetodisk Formation in the Magnetosphere of a Hot Jupiter // *Astrophys. J.* 2013. V. 769. P. 28.
- [Bamford et al., 2008] *Bamford R., Gibson K.J., Thornton A.J. et al.* The interaction of a flowing plasma with a dipole magnetic field: measurements and modelling of a diamagnetic cavity relevant to spacecraft protection // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2008. V. 50. P. 124025.
- [Baum, Bratenhahl, 1982] *Baum P.J., Bratenhahl A.* The laboratory magnetosphere // *Geophys. Res. Lett.* 1982. V. 9. P. 435.
- [Blanco-Cano et al., 2004] *Blanco-Cano X., Omidji N., Russell C.T.* Magnetospheres: How to make a magnetosphere // *Astron. Geophys.* 2004. V. 45. № 3. P. 3.14.
- [Bulanov et al., 2009] *Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Habs D. et al.* Relativistic laser-matter interaction and relativistic laboratory astrophysics // *Eur. Phys. J. D.* 2009. V. 55. P. 483.

- [Cladis et al., 1964] *Cladis J., Miller T., Baskett J.* Interaction of a Supersonic Plasma Stream with a Dipole Magnetic Field // *J. Geophys. Res.* 1964. V. 69. № 11. P. 2257.
- [Constantin et al., 2009] *Constantin C., Gekelman W., Pribyl P. et al.* Collisionless interaction of an energetic laser produced plasma with a large magnetoplasma // *Astrophys. Space Sci.* 2009. V. 322. P. 155.
- [Danielsson, Lindborg, 1965] *Danielsson L., Lindborg L.* Experimental study of the flow of a magnetized plasma through a magnetic dipole field // *Arkiv Fysik.* 1965. V. 8. P. 1.
- [Dubinin, Podgorny, 1974] *Dubinin E.M., Podgorny I.M.* Particle Precipitation and Radiation Belt in Laboratory Experiments // *J. Geophys. Res.* 1974. V. 79. № 10. P. 1426.
- [Eastman et al., 1976] *Easman T.E., Hones E.W. Jr., Bame S.J., Asbridge J.R.* The magnetospheric boundary layer — Site of plasma, momentum and energy transfer from the magnetosheath into the magnetosphere // *Geophys. Res. Lett.* 1976. V. 3. P. 685.
- [Fedder, Lyon, 1987] *Fedder J.A., Lyon J.G.* The solar wind–magnetosphere–ionosphere current–voltage relationship // *Geophys. Res. Lett.* 1987. V. 14. P. 880.
- [Fruchman, Maron, 1991] *Fruchman A., Maron Y.* Fast magnetic-field penetration into plasmas due to the Hall field // *Phys. Fluids.* 1991. V. B3. № 7. P. 1546.
- [Fujita, 2004] *Fujita K.* Particle simulation of moderately-sized magnetic sails // *J. Space Technol. Sci.* 2004. V. 20. № 2. P. 26.
- [Funaki et al., 2007] *Funaki I., Kojima H., Yamakawa H. et al.* Laboratory Experiment of Plasma Flow Around Magnetic Sail // *Astrophys. Space Sci.* 2007. V. 307. № 1. P. 63.
- [Garnier et al., 2006] *Garnier D.T., Hansen A., Mauel M.E. et al.* Production and study of high-beta plasma confined by a superconducting dipole magnet // *Phys. Plasmas.* 2006. V. 13. P. 056111.
- [Halekas et al., 2008a] *Halekas J.S., Brain D.A., Lin R.P., Mitchell D.L.* Solar wind interaction with lunar crustal magnetic anomalies // *Adv. Space Res.* 2008. V. 41. P. 1319.
- [Halekas et al., 2008b] *Halekas J.S., Delory G.T., Brain D.A. et al.* Density cavity observed over a strong lunar crustal magnetic anomaly in the solar wind: A mini-magnetosphere? // *Planet. Space Sci.* 2008. V. 56. P. 941.
- [Hassam, Huba, 1987] *Hassam A.B., Huba J.D.* Structuring of the AMPTE magnetotail Barium release // *Geophys. Res. Lett.* 1987. V. 14. P. 60.
- [Mandt et al., 1994] *Mandt M.E., Denton R.E., Drake J.F.* Transition to whistler mediated magnetic reconnection, // *Geophys. Res. Lett.* 1994. V. 21. P. 73.
- [Mikhailichenko et al., 1973] *Mikhailichenko V.A., Morozov A.I., Smirnov V.A., Tulinin G.N.* Investigation of “Contour” Oscillations in Accelerators with Closed Electron Drift and Extended Acceleration Zone // *Proc. 2nd All-Union Conf. on Plasma Accelerators and Ion Injectors, Minsk, 1973.* P. 12.
- [Minami, Takeya, 1985] *Minami S., Takeya Y.* Flow of artificial plasma in a simulated magnetosphere: Evidence of direct interplanetary magnetic field control of the magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90. № A10. P. 9503.
- [Kawashima, Mori, 1965] *Kawashima N., Mori S.* Experiment on the Intrusion of Plasma into a Simulated Magnetic Cavity // *Phys. Fluids.* 1965. V. 8. P. 378.
- [Kivelson et al., 1993] *Kivelson M.G., Bargatze L.F., Khurana K.K. et al.* Magnetic field signatures near Galileo’s closest approach to Gaspra // *Science.* 1993. V. 271. P. 331.
- [Omid et al., 2002] *Omid N., Blanco-Cano X., Russell C.T. et al.* Hybrid simulations of solar wind interaction with magnetized asteroids: General characteristics // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. № A12. P. 1487.
- [Omid et al., 2004] *Omid N., Blanco-Cano X., Russell C.T., Karimabadi H.* Dipolar magnetospheres and their characterization as a function of magnetic moment // *Adv. Space Res.* 2004. V. 33. № 11. P. 1996.
- [Okada et al., 1981] *Okada S., Sato K., Sekiguchi T.* Behaviour of laser-produced plasma in a uniform magnetic field—plasma instabilities // *Japan J. Appl. Phys.* 1981. V. 20. P. 157.

- [Osborne et al., 1964] *Osborne F.J.F., Bachynski M.P., Gore J.V.* Laboratory Studies of the Variation of the Magnetosphere with Solar Wind Properties // *J. Geophys. Res.* 1964. V. 69. № 21. P. 4441.
- [Ponomarenko et al., 2001] *Ponomarenko A.G., Zakharov Yu.P., Nakashima H. et al.* Laboratory and computer simulations of the global magnetospheric effects caused by anti-asteroidal explosions at near-Earth space // *Adv. Space Res.* 2001. V. 28. № 8. P. 1175-1180.
- [Ponomarenko et al., 2007] *Ponomarenko A.G., Zakharov Yu.P., Antonov V.M. et al.* Laser Plasma Experiments to Simulate Coronal Mass Ejections During Giant Solar Flare and Their Strong Impact onto Magnetospheres // *Special Issue on Space and Cosmic Plasmas in IEEE Transactions on Plasma Science.* 2007. V. 35. № 4. 9 p.
- [Ponomarenko et al., 2008] *Ponomarenko A.G., Zakharov Yu.P., Antonov V.M. et al.* Simulation of strong magnetospheric disturbances in laser-produced plasma experiments // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2008. V. 50. P. 074015.
- [Rahman et al., 1989] *Rahman H.U., Yur G., Wong G., White R.S.* Laboratory Simulation of the Large-Scale Birkeland Current System in the Polar Region with Northward Interplanetary Magnetic Field // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. № A6. P. 6873.
- [Rana et al., 2004] *Rana R., Minami S., Takechi S. et al.* The dynamical behavior of the Earth's magnetosphere based on laboratory simulation // *Earth, Planets, a. Space.* 2004. V. 56. № 10. P. 1005.
- [Saito et al., 2010] *Saito Y., Yokota S., Asamura K. et al.* In-flight Performance and Initial Results of Plasma Energy Angle and Composition Experiment (PACE) on SELENE (Kaguya) // *Space Sci. Rev.* 2010. V. 154. P. 265.
- [Siscoe et al., 2002] *Siscoe G.L., Erickson G.M., Sonnerup B.U. O. et al.* Hill model of transpolar potential saturation: Comparisons with MHD simulations // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. № A6. P. 1075.
- [Shaikhislamov et al., 2009] *Shaikhislamov I.F., Antonov V.M., Zakharov Yu.P. et al.* Laboratory simulation of field aligned currents in experiment on laser-produced plasma interacting with magnetic dipole // *Plasma Phys. Controlled Fusion.* 2009. V. 51. № 10. P. 105005.
- [Shaikhislamov et al., 2011] *Shaikhislamov I.F., Antonov V.M., Zakharov Yu.P. et al.* Laboratory experiment on region-1 field-aligned current and its origin in the low-latitude boundary layer // *Plasma Phys. Controlled Fusion.* 2011. V. 53. № 3. P. 035017.
- [Shaikhislamov et al., 2013] *Shaikhislamov I.F., Antonov V.M., Zakharov Yu.P. et al.* Mini-magnetosphere: Laboratory experiment, physical model and Hall MHD simulation // *Adv. Space Res.* 2013. V. 52. № 3. P. 422.
- [Schindler, 1969] *Schindler K.* Laboratory experiments related to the solar wind and the magnetosphere // *Rev. Geophys.* 1969. V. 7. P. 51.
- [Waniek, Kasai, 1966] *Waniek R.W., Kasai G.H.* Interaction of a plasma flow with three dimensional magnetic dipole Phenomena in Ionized Gases. V. II: Plasma Physics. Proc. Seventh Intern. Conf. August 22–27, 1965. Beograd, Yugoslavia / Eds. B. Perović and D. Tošić. Beograd, Yugoslavia: Published by Gradevinska Knjiga Publishing House, 1966. P. 209.
- [Wang et al., 2012] *Wang X.Q. et al.* The Solar Wind interactions with Lunar Magnetic Anomalies: A case study of the Chang'E-2 plasma data near the Serenitatis antipode // *Adv. Space Res.* 2012. V. 50. № 12. P. 1600.
- [Wieser et al., 2010] *Wieser M., Barabash S., Futaana Y. et al.* First observation of a mini-magnetosphere above a lunar magnetic anomaly using energetic neutral atoms // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. P. L05103.
- [Yur et al., 1999] *Yur G., Chang T.F., Rahman H.U. et al.* Magnetotail structures in a laboratory magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. № A7. P. 14,517.
- [Zakharov et al., 2008] *Zakharov Yu.P., Antonov V.M., Boyarintsev E.L., et al.* New type of laser-plasma experiments to simulate an extreme and global impact of giant coronal mass ejections onto Earth's magnetosphere // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2008. V. 112. P. 042011.

- [Zakharov et al., 2011] *Zakharov Yu.P., Antonov V.M., Shaikhislamov I.F. et al.* Experimental Design and Probe Diagnostics for Simulation of AMS02-Magnet'effects in Ionospheric Plasma Flow Near International Space Station // *Contrib. Plasma Phys.* 2011. V. 51. P. 182.
- [Zakharov et al., 2013] *Zakharov Yu.P., Ponomarenko A.G., Antonov V.M. et al.* Laser-plasma experiments to study super high-energy phenomena during extreme compression of the Earth's magnetosphere by Coronal Mass Ejections // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2013. V. 463. — 4 p.

## **Часть IV**

# **ИОНОСФЕРА И ВЕРХНЯЯ АТМОСФЕРА**



## IV.1. ИЗМЕНЧИВОСТЬ ИОНОСФЕРЫ

*М. Г. Дёминов*

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн (ИЗМИРАН),  
Москва, Троицк, Россия, [deminov@izmiran.ru](mailto:deminov@izmiran.ru)

### 1. Введение

Ионосфера может служить чувствительным индикатором изменений параметров нейтральной атмосферы и крупномасштабных электрических полей, включая долговременные (климатические) изменения этих параметров, эффекты землетрясений и цунами. Для этой цели часто используют параметры максимума F2-слоя (высоту  $h_m F2$  и концентрацию  $N_m F2$  этого максимума), поскольку именно эти параметры одновременно зависят как от ионизационно-рекомбинационных, так и от динамических процессов (см., например, [Дёминов, 2008]), и именно они могут определяться с помощью ионосферных станций, установленных как на Земле, так и на спутниках. Часто вместо  $N_m F2$  используют критическую частоту F2-слоя  $f_o F2$ , поскольку  $N_m F2 = 1.24 \cdot 10^4 (f_o F2)^2$ , где  $N_m F2$  и  $f_o F2$  измеряются в  $1/\text{см}^3$  и МГц соответственно.

На пути реализации возможности использования ионосферы как такого индикатора, включая анализ возмущений параметров максимума F2-слоя, возникает ряд проблем. Одна из них связана с определением фонового уровня, относительно которого оценивается возмущение. Целесообразно в качестве такого уровня использовать параметры максимума F2-слоя для магнитоспокойных условий. Но такие условия возникают нечасто, поскольку в среднем геомагнитная активность повышена. Не менее важным является и выбор адекватных индикаторов геомагнитной и солнечной активности, чтобы, например, отделять эффекты магнитосферных суббурь в ионосфере от эффектов землетрясений. Отклонения параметров ионосферы от некоторого фона происходят всегда. Эти отклонения определяют изменчивость ионосферы. Изменчивость ионосферы для магнитоспокойных условий представляет особый интерес, поскольку именно она создает основные проблемы на пути выделения ионосферных возмущений любой природы. Эта изменчивость определяет и предел возможной точности эмпирических моделей ионосферы, поскольку ясно, что изменчивость ионосферы для магнитовозмущенных условий не ниже, чем для спокойных условий. В некоторых случаях даже для спокойных условий возможны чрезвычайно сильные отклонения концентрации максимума F2-слоя от фона, которые по амплитуде скорее соответствуют интенсивной магнитной буре. Такие экстремальные события возникают очень редко. Тем не менее они представляют особый интерес, поскольку возникают при редком стечении обстоятельств, которые не поняты до настоящего времени, и знание которых может быть важно в задачах идентификации и прогноза ионосферных возмущений.

Результаты решения этих задач, включая сопоставление с полученными ранее результатами, отражены в публикациях [Дёминов и др., 2009; Дёминов и др., 2011a; Дёминов и др., 2011b; Дёминов и др., 2011c; Pirog et al., 2011; Deminov et al., 2013]. Основные из этих результатов:



— предложен и реализован способ построения эмпирической модели критической частоты F2-слоя ионосферы  $foF2$  для спокойных условий по массиву данных этой частоты конкретной ионосферной станции;

— на основе статистического анализа данных среднеширотной ионосферной станции для спокойных условий при низкой солнечной активности найдено, что гистограмму относительных отклонений  $N_mF2$  от спокойной медианы ( $\delta N_mF2$ ) можно аппроксимировать смесью двух нормальных распределений, первый и второй компоненты которой ассоциируются с ионосферными эффектами атмосферных гравитационных волн (АГВ) и планетарных волн и приливов соответственно; для гистограммы  $\Delta h_mF2$  характерно одно нормальное распределение;

— на основе анализа данных станции Иркутск установлено, что самое сильное (почти за всю историю работы этой станции) увеличение концентрации максимума F2-слоя  $N_mF2$  в ночные часы зимой наблюдалось не в период бури, а при низкой солнечной и геомагнитной активности, когда значение  $ap$ -индекса не превышало 5 нТл и наблюдались только слабые суббури. Такое экстремальное увеличение  $N_mF2$  (до трех раз относительно фона), по-видимому, обусловлено наложением эффектов в ионосфере из-за планетарных волн и приливов в атмосфере на эффекты из-за изменения знака межпланетного магнитного поля.

Ниже дано обсуждение этих и некоторых других результатов. При этом основное внимание уделено особенностям статистического анализа параметров ионосферы как инструмента исследований и некоторым нерешенным задачам, стоящим на этом пути. Последовательно представлены особенности построения эмпирической модели  $foF2$  для спокойных условий (раздел 2), статистические свойства изменчивости параметров максимума F2-слоя при низкой солнечной и геомагнитной активности (раздел 3), свойства очень сильных отклонений концентрации максимума F2-слоя от фона (раздел 4).

## 2. Модель критической частоты F2-слоя для спокойных условий

Для анализа возмущений критической частоты F2-слоя  $foF2$  любой природы необходимо знание фоновых значений  $foF2$ , относительно которых определяются такие возмущения. При решении конкретных задач возможны различные варианты определения таких фоновых значений  $foF2$ . Например, при исследовании бури в ионосфере по экспериментальным данным используют медиану  $foF2$  [Шубин, Аннакулиев, 1995; Аннакулиев и др., 2005; Wrenn et al., 1987; Fuller-Rowell et al., 2000] или средние за несколько близлежащих магнитоспокойных (ниже, для краткости, спокойных) дней значения  $foF2$  [Mansilla, 2004; Kane, 2005; Pirog et al., 2006]. Каждый из этих вариантов определения фона обладает своими недостатками. Медиана  $foF2$  зависит от геомагнитной активности, поскольку в среднем геомагнитная активность не соответствует спокойным условиям (см., например, [Rishbeth, Mendillo, 2001]), поэтому использование скользящей медианы  $foF2$  как фона может приводить к ошибкам в оценках ионосферных возмущений. Обычно эти ошибки неконтролируемы, поскольку неизвестен характер связи скользящей медианы с геомагнитной активностью. Изменчивость  $foF2$  даже в спокойные дни достаточно высокая [Forbes et al., 2000; Rishbeth, Mendillo, 2001], поэтому использование значения  $foF2$  за предыдущий спокойный день может приводить к ошибкам в решении поставленной задачи из-за возможного сильного отклонения  $foF2$  в этот день от типичного (среднего) для спокойных условий значения  $foF2$  в этот период. Этот недостаток до некоторой степени устраняется использованием средних за несколько спокойных дней значений  $foF2$ . Однако число таких дней обычно невелико, особенно

в равноденствия, поэтому приходится использовать более или менее спокойные дни [Kane, 2005].

Возможен другой способ определения фоновых значений  $f_oF2$  — построение эмпирической модели  $f_oF2$  для спокойных условий по данным конкретной станции. Способ построения такой модели, названной моделью Q-F2, и реализация этого способа на примере двух среднеширотных ионосферных станций были представлены в работе [Деминев и др., 2009]. Удивительно, но это была первая эмпирическая модель  $f_oF2$  для спокойных условий. Основная идея создания такой модели заключалась в том, что, несмотря на относительно небольшое число спокойных дней в конкретный месяц конкретного года, таких дней за период больше 30 лет может быть достаточно для построения модели Q-F2 для данного месяца и данной ионосферной станции.

Ниже приведено краткое описание модели Q-F2. При этом основное внимание уделено критериям выбора спокойных условий и особенностям учета вклада солнечного ультрафиолетового излучения в  $f_oF2$  с помощью индексов солнечной активности.

В простейшем виде модель Q-F2, построенная по данным конкретной станции, представляет собой набор коэффициентов  $a$  и  $b$  уравнения регрессии [Деминев и др., 2009]

$$f_oF2(Rz) = a + bRz \quad (1)$$

для каждого часа мирового времени UT с дискретностью 1 час и дня года  $N$  с дискретностью около 15 дней (8-й и 23-й день каждого месяца) при дополнительном условии насыщения  $f_oF2(Rz) = f_oF2(150)$ , если  $Rz > 150$ . Здесь  $Rz$  — эффективное относительное число солнечных пятен, которое определяется по величине индекса  $F$

$$Rz = 33.52(F + 85.12)^{1/2} - 408.99. \quad (2)$$

Индекс  $F$  зависит от величины потока солнечного радиоизлучения на длине волны 10.7 см (в  $10^{-22}$  Вт/м<sup>2</sup> · Гц) за предыдущий день  $F_1$  и среднего за 81 день (центрированного на предыдущий день относительно данных суток) значения этого потока  $F_{81}$

$$F = \frac{2F_{81} + F_1}{3}. \quad (3)$$

Коэффициенты  $a$  и  $b$  уравнения (1) определяют по массиву данных  $f_oF2$  в интервале не менее 30 лет для каждого фиксированного значения  $N$  и UT, для которых учитываются данные за 15 дней (данный день  $N$ , предыдущие и последующие 7 дней). Из этого массива исключаются данные, не удовлетворяющие хотя бы одному из условий

$$ap(\tau) < 7 \text{ нТл}, \quad ap_{\max} < 7 \text{ нТл}, \quad (4)$$

$$Rz < 120, \quad (5)$$

где  $ap(\tau)$  — средневзвешенное значение  $ap$ -индекса геомагнитной активности

$$ap(\tau) = (1 - \tau)(ap_0 + ap_{-1}\tau + ap_{-2}\tau^2 + \dots)$$

с характерным временем  $T = 11$  ч или  $\tau = \exp(-3/T) \approx 0.76$ ,  $ap_0, ap_{-1}, \dots$  — значения  $ap$  за данный, предыдущий трехчасовой интервал и т. д.;  $ap_{\max}$  — максимальное значение  $ap$  за данный и предыдущий трехчасовые интервалы.

Выбор интервала в 15 дней связан с необходимостью корректного учета изменений  $f_oF2$  в течение года, особенно сильных в равноденствия (см., например, [Mikhailov, Schlegel, 2001; Rishbeth, Mendillo, 2001]). Условия (4) предназначены для исключения из рассмотрения эффектов геомагнитных возмущений: первое из них

позволяет исключить эффекты магнитосферных бурь в ионосфере [Wrenn et al., 1987; Wrenn, Rodger, 1989], второе — эффекты интенсивных суббурь. Условие (5) связано с нелинейной зависимостью  $f_oF2$  от  $Rz$  при высокой солнечной активности, и эта зависимость приближенно учтена через приведенное выше условие насыщения.

Уравнение (2) совпадает с общепринятой связью между средними за месяц значениями относительного числа солнечных пятен и потока солнечного радиоизлучения на длине волны 10.7 см, которая учтена и в модели IRI [Bilitza, 2001]. С помощью уравнений (1) и (2) учтено, что зависимость  $f_oF2$  от  $Rz$  более линейна, чем от  $F$ , но индекс  $F$  является более точным, чем  $Rz$ , индикатором солнечной активности для  $f_oF2$ .

Явный вид коэффициентов уравнения (3), т. е. зависимость индекса  $F$  от  $F_1$  и  $F_{81}$ , определен из условия минимума ошибки модели Q-F2 в дневные часы на средних широтах. Выбор индексов  $F_1$  и  $F_{81}$  для модели Q-F2 основан на зависимости параметров нейтральной атмосферы и скорости ионизации атмосферы от аналогичных индексов. Так, индексы  $F_1$  и  $F_{81}$  являются входными параметрами модели нейтральной атмосферы NRLMSISE-00 [Picone et al., 2002] и модели солнечного излучения в области крайнего ультрафиолета HEUVAC [Richards et al., 2006]. Считают, что индекс  $F_{81}$  характеризует среднее излучение всего диска Солнца, а индекс  $\Delta F = F_1 - F_{81}$  — излучение активных областей на Солнце относительно этого среднего уровня. Тем самым косвенно выделяют роль активных областей в формировании солнечного излучения.

Следует отметить, что индексы  $F_1$  и  $F_{81}$  — очень приближенные характеристики солнечной активности для параметров нейтральной атмосферы и ионосферы, и поиск более адекватных индикаторов этой активности — важная задача физики верхней атмосферы, включая ионосферу. Одна из успешных попыток решения этой задачи для плотности атмосферы была реализована в модели JB-2008 [Bowman et al., 2008]. В этой модели, кроме индексов  $F_{81}$  и  $\Delta F = F_1 - F_{81}$ , использованы новые индексы (в обозначениях, аналогичных индексам  $F_{81}$  и  $\Delta F$ ):  $S_{81}$  и  $\Delta S$  — поток солнечного излучения в диапазоне длин волн 26–34 нм,  $M_{81}$  и  $\Delta M$  — поток этого излучения в широкой линии 279.56–280 нм,  $Y_{81}$  и  $\Delta Y$  — поток солнечного излучения в диапазоне длин волн 0.1–0.8 нм. Следовательно, новые индексы перекрывают широкий диапазон длин волн солнечного излучения от мягкого рентгена до крайнего ультрафиолета. Эти индексы входят в модель JB-2008 в определенных комбинациях, которые видны из формулы для вычисления эффективной (средней по всем местным временам, сезонам и широтам) температуры экзосферы  $T_c$

$$T_c = 392.4 + 3.227F_s + 0.298\Delta F + 2.259\Delta S + 0.312\Delta M + 0.178\Delta Y,$$

где

$$F_s = W_T F_{81} + (1 - W_T) S_{81}, \quad W_T = \left(\frac{F_{81}}{240}\right)^{1/4}.$$

В этом уравнении величины  $\Delta F$ ,  $\Delta S$ ,  $\Delta M$  и  $\Delta Y$  характеризуют ежедневные флуктуации  $T_c$  относительно среднего уровня. Величина  $F_s$  характеризует этот средний уровень, который зависит только от  $F_{81}$  и  $S_{81}$  — средних за три оборота Солнца (81 день) индексов солнечной активности, центрированных на предыдущий день относительно данных суток. При очень низкой солнечной активности, когда  $F_{81} = 65-75$ , величина  $F_s$  зависит от  $F_{81}$  и  $S_{81}$ :  $F_s \approx 0.7F_{81} + 0.3S_{81}$ ; при очень высокой солнечной активности, когда  $F_{81} = 200-240$ , величина  $F_s$  зависит только от  $F_{81}$ :  $F_s \approx F_{81}$ . Следовательно, относительный вклад новых индексов солнечной активности в  $T_c$  (и через нее в плотность атмосферы) отчетливо различается для периодов низкой и высокой солнечной активности. Механизмы этого важного свойства верхней атмосферы (и солнечно-земных связей) еще предстоит выяснить.

Возможно, что с таким учетом новых индексов солнечной активности связана одна из причин более высокой точности модели JB2008, особенно для низкого уровня этой активности ( $F_{81} \approx 68$ ), когда для высоты 400 км стандартная ошибка в определении плотности атмосферы составляет примерно 20% по модели JB2008 и достигает 45% по модели NRLMSISE-00 [Bowman et al., 2008]. Новые индексы солнечной активности доступны начиная с 1997 г. Такой ряд данных пока слишком короткий для использования при построении модели  $foF2$  для спокойных условий. Поэтому новые индексы не использованы в модели Q-F2. Тем не менее включение этих новых индексов в ионосферные исследования — одна из перспективных задач этих исследований.

Ниже приведены некоторые следствия моделей Q-F2 для станций Иркутск ( $52.5^\circ\text{N}$ ,  $104^\circ\text{E}$ ) и Слау ( $51.5^\circ\text{N}$ ,  $359.4^\circ\text{E}$ ), которые построены по данным  $foF2$  этих станций за 1958–1992 и 1958–1995 гг. соответственно. Эти же данные были использованы для выбора критерия (4), по которому выделяются спокойные условия. Этот выбор был компромиссом между стремлением исключить из рассмотрения все магнитовозмущенные периоды и сохранить достаточно большой массив данных  $foF2$  для получения надежных статистических оценок коэффициентов уравнения регрессии (1). С этим связана и необходимость иметь достаточно большой (не менее чем за 30 лет) массив исходных данных  $foF2$  для каждой анализируемой станции. В данном случае, среднее число данных  $foF2$  при фиксированных  $N$  и UT составляет  $90 \pm 30$ .

Медиана  $foF2$  отличается от значения  $foF2$  для спокойных условий. Эта разница видна при сопоставлении модели IRI [Bilitza, 2001], которая дает медиану  $foF2$  за месяц, с моделью Q-F2 (см. рис. 1).

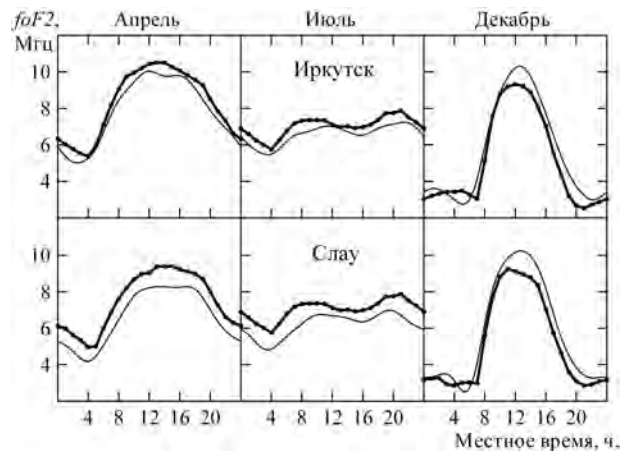


Рис. 1. Изменения  $foF2$  в течение суток над Иркутском и Слау при средней солнечной активности ( $R_z = 100$ ) в апреле, июле и декабре по моделям Q-F2 — толстые линии и IRI — тонкие линии [Деминов и др., 2009]

В среднем геомагнитная активность повышена ( $a_p \approx 15$  нТл) с отчетливыми максимумами в равноденствия (см., например, [Rishbeth, Mendillo, 2001]). Средняя геомагнитная активность была повышена и для периодов, по которым построена модель медианы  $foF2$ , включенная в IRI. Поэтому медиана  $foF2$  по модели IRI не соответствует спокойным условиям, что и обеспечивает приведенную на рис. 1 разницу между  $foF2$ , построенным по моделям IRI и Q-F2. Известно, что на средних широтах днем при переходе от спокойных условий к повышенному уровню геомагнитной активности критическая частота  $foF2$  увеличивается зимой и уменьшается

в равноденствия и летом. Эта тенденция следует, например, из эмпирической модели [Fuller-Rowell et al., 2000]. Эта же тенденция видна при сопоставлении значений  $foF2$  по моделям IRI и Q-F2 (рис. 1).

Среднеквадратичные отклонения модели Q-F2 для станций Иркутск и Слау приблизительно равны 8% (0.6 МГц) в полдень и 10–12% (0.4–0.5 МГц) в полночь. Эти оценки являются средними для всего года. Они служат приближенными средними характеристиками изменчивости спокойной ионосферы средних широт.

### 3. Изменчивость параметров максимума F2-слоя спокойной среднеширотной ионосферы при низкой солнечной активности

Изменчивость параметров максимума F2-слоя и в первую очередь  $N_mF2$  (или  $foF2$ ) исследовалась неоднократно (см., например, обзоры [Forbes et al., 2000; Rishbeth, Mendillo, 2001]). Считают, что изменчивость ионосферы ото дня ко дню обусловлена как процессами в атмосфере и ионосфере, связанными с флуктуациями солнечной и геомагнитной активности, так и с внутренними процессами в атмосфере (внутренние гравитационные волны, планетарные волны и приливы) [Forbes et al., 2000; Rishbeth, Mendillo, 2001; Lastovicka, 2006]. Исключение из рассмотрения данных, соответствующих магнитовозмущенным условиям, позволяет оценить изменчивость спокойной ионосферы [Forbes et al., 2000; Rishbeth, Mendillo, 2001; Деминов и др., 2009], знание которой, как отмечалось выше, важно при анализе ионосферных возмущений любой природы. В среднем геомагнитная активность повышена, и периоды продолжительной низкой геомагнитной активности встречаются не часто. Например, для интервала 1932–2010 гг. среднее значение трехчасового индекса  $ap \approx 14$  нТл. Поэтому под спокойной ионосферой обычно понимают ионосферу в периоды относительно низкой геомагнитной активности, однако критерии задания порогового уровня этой активности различны у разных авторов [Forbes et al., 2000; Rishbeth, Mendillo, 2001; Mikhailov et al., 2004; Деминов и др., 2009].

Геомагнитная активность обычно понижена при низкой солнечной активности. Это может позволить определить свойства изменчивости спокойной ионосферы в периоды низкой солнечной активности при достаточно жестких ограничениях на пороговый уровень геомагнитной активности и тем самым более уверенно судить о причинах этой изменчивости. Результаты решения этой задачи на примере анализа изменчивости параметров максимума F2-слоя по данным ст. Иркутск (52.5°N, 104°E) за 2007–2010 гг. приведены в работах [Деминов и др., 2011a; Deminov et al., 2013]. Выбор данного интервала времени был связан с очень низким средним уровнем солнечной и геомагнитной активности в 2007–2010 гг.:  $F_{10.7} \approx 73$ ,  $ap \approx 6$  нТл. Не менее важной была и необычно большая продолжительность такой низкой солнечной и геомагнитной активности. При этом среднее за 2009 г. значение  $ap$ -индекса ( $ap \approx 4$  нТл) было самым низким за все годы регулярных измерений этого индекса. Ниже представлены некоторые из характерных результатов анализа статистических свойств изменчивости параметров максимума F2-слоя спокойной среднеширотной ионосферы при низкой солнечной активности, полученные в этот период [Деминов и др., 2011a; Deminov et al., 2013].

Исходным для анализа был массив данных концентрации и высоты максимума F2-слоя ( $N_mF2$  и  $h_mF2$ ) ст. Иркутск за 01.01.2007–31.12.2010 гг. с шагом по времени 15 мин. Для получения массива данных  $n_m = N_mF2$  и  $h_m = h_mF2$ , соответствующего спокойной ионосфере, из исходного массива были исключены данные, которые не удовлетворяют хотя бы одному из условий [Deminov et al., 2013]

$$ap(\tau) \leq 7 \text{ нТл}, \quad ap_{\max} \leq 9 \text{ нТл}, \quad AE_{\max} < 400 \text{ нТл}, \quad (6)$$

где  $ap(\tau)$  — средневзвешенное значение  $ap$ -индекса геомагнитной активности с характерным временем  $T = 11$  ч или  $\tau = \exp(-3/T) \approx 0.76$  (явный вид  $ap(\tau)$  приведен при записи уравнения (4)),  $ap_{\max}$  — максимальное значение  $ap$  за данный и предыдущий трехчасовые интервалы;  $AE$  — среднее за 15 мин. значение  $AE$ -индекса,  $AE_{\max}$  — максимальное значение  $AE$  за предыдущие 6 ч относительно данного мирового времени. Следует отметить, что первое из условий (6) позволяет исключить из рассмотрения периоды бурь в ионосфере [Wrenn et al., 1987; Wrenn, Rodger, 1989], второе и третье — интенсивных суббурь. Эти условия являются более детальными, чем (4), поскольку условия (4) были предназначены для данных с дискретностью 1 ч, а условия (6) — для данных с дискретностью 15 мин. Условия (6), по-видимому, являются оптимальным компромиссом между стремлением исключить из рассмотрения все магнитовозмущенные периоды и сохранить достаточно большой массив данных параметров максимума F2-слоя для получения надежных статистических оценок изменчивости этих параметров. В данном случае спокойным условиям соответствуют примерно 68% исходных данных  $N_m F2$  и  $h_m F2$ , что подтверждает необычно низкий средний уровень геомагнитной активности для анализируемого периода. Второе и третье условия (6) являются основными для выделения спокойных условий, поскольку суббури встречаются гораздо чаще бурь. Основные эффекты суббурь в ионосфере средних широт связывают с генерацией крупномасштабных внутренних гравитационных волн (ВГВ) в термосфере авроральной области, которые, распространяясь к экватору, достигают средних широт через 1–3 ч после начала генерации [Hocke, Schlegel, 1996; Oliver et al., 1997]. В дневные часы наиболее сильные изменения  $N_m F2$  происходят с задержкой (сдвигом по фазе) относительно времени прохождения ВГВ над данным пунктом (см., например, [Prolss, 2005]), что учтено при выборе второго и третьего условий (6).

Индексы геомагнитной активности можно вычислять по параметрам солнечного ветра вблизи лобовой части магнитосферы Земли на основе соответствующих уравнений регрессии (см., например, [Newell et al., 2007; Yermolaev, Yermolaev, 2010]). Один из вариантов определения таких параметров солнечного ветра основан на их измерении со спутника ACE (который находится в передней солнечно-земной точке либрации на расстоянии примерно  $1.5 \times 10^6$  км от Земли) и пересчете этих параметров вдоль направления движения солнечного ветра до лобовой части магнитосферы Земли. Результаты такого пересчета представлены на сайте OmniWeb (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>) с низким (1 ч) и высоким (1 мин, 5 мин) временными разрешениями. Обычно геомагнитные бури связаны с пересечением магнитосферы крупномасштабными структурами солнечного ветра, связанными, например, с корональными выбросами массы — выбросами вещества из солнечной короны. Такие крупномасштабные структуры не сильно изменяют свою форму на расстояниях около  $200R_E$ , что и обеспечивает возможность реалистичного прогноза индексов геомагнитной активности в периоды геомагнитных бурь по данным о параметрах солнечного ветра со спутника ACE (см., например, [Podladchikova, Petrukovich, 2012]). Для спокойных геомагнитных условий такие крупномасштабные структуры солнечного ветра, как правило, отсутствуют, и обычно для таких условий на сайте OmniWeb есть только пересчитанные параметры солнечного ветра с низким временным разрешением, которые, по-видимому, являются ориентировочными. Поэтому параметры солнечного ветра обычно не используют в качестве характеристик геомагнитной активности для спокойных условий.

Свойства изменчивости параметров максимума F2-слоя спокойной ионосферы (в данном случае над Иркутском) могут быть получены из анализа гистограмм, например, гистограммы  $\delta N_m F2$  — числа случаев  $n$  попадания  $\delta N_m F2$  в определенный интервал значений относительно полного числа случаев  $N$ , где  $\delta N_m F2$  — отклонение



измеренного для спокойных условий значения  $N_m F2$  от спокойной медианы. Такие гистограммы для дневных (10–16 LT) и ночных (22–04 LT) часов местного времени приведены на рис. 2 для всего года, т. е. без разделения на сезоны. В данном случае полное число случаев  $N$  равно 19164 и 22932 для дневных и ночных часов соответственно.

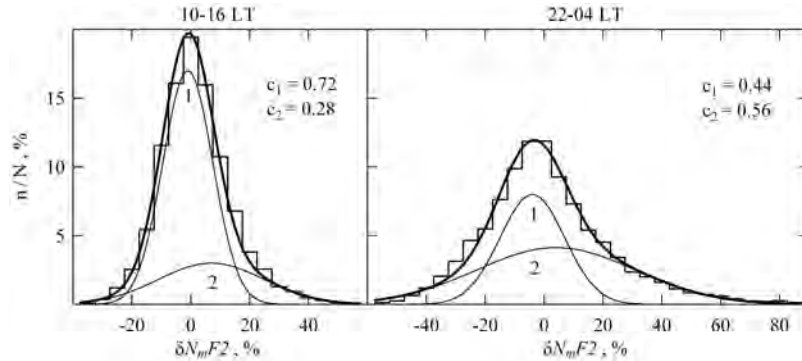


Рис. 2. Гистограммы ( $n/N$ ) отклонений измеренных значений  $N_m F2$  от спокойной медианы ( $\delta N_m F2$ ) для дневных (10–16 LT) и ночных (22–04 LT) часов по всем данным ст. Иркутск для спокойных условий в интервале 2007–2010 гг. Показаны аппроксимации гистограмм смесью двух нормальных распределений (толстые линии), компоненты 1 и 2 смеси (тонкие линии), и коэффициенты  $c_1$  и  $c_2$  этих аппроксимаций в уравнениях (7) [Deminov et al., 2013]

На рис. 2 приведена также аппроксимация каждой из гистограмм смесью двух нормальных распределений, характеризующей функцию плотности распределения (плотности вероятности) анализируемой величины (см., например, [Hahn, Shapiro, 1967; Johnson, Leone, 1977])

$$\begin{aligned}
 f(x, \mu, \sigma) &= f_1(x, \mu_1, \sigma_1) + f_2(x, \mu_2, \sigma_2), \\
 f_1(x, \mu_1, \sigma_1) &= c_1 \frac{1}{(2\pi\sigma_1^2)^{-1/2}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right), \\
 f_2(x, \mu_2, \sigma_2) &= c_2 \frac{1}{(2\pi\sigma_2^2)^{-1/2}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right), \\
 c_1 + c_2 &= 1, \\
 \mu &= c_1\mu_1 + c_2\mu_2, \\
 \sigma^2 &= c_1\sigma_1^2 + c_2\sigma_2^2 + c_1(\mu_1 - \mu)^2 + c_2(\mu_2 - \mu)^2,
 \end{aligned} \tag{7}$$

где  $\mu$  и  $\sigma^2$  — среднее значение и дисперсия смеси,  $\mu_1$ ,  $\sigma_1^2$  и  $\mu_2$ ,  $\sigma_2^2$  — средние значения и дисперсии первого и второго компонентов смеси. В данном случае  $x = \delta N_m F2$ . Коэффициенты уравнения (7) подбирались так, чтобы функция  $f(x, \mu, \sigma)$  слабо отличалась от гистограммы.

Рис. 2 показывает пример, по-видимому, первого использования функции (7) для ионосферных исследований [Deminov et al., 2013]. Из рис. 2 видно, что первый ( $f_1$ ) и второй ( $f_2$ ) компоненты смеси двух нормальных распределений являются характеристиками относительно слабых и сильных флуктуаций  $\delta N_m F2$  соответственно. В дневные и ночные часы  $\sigma_2$  больше  $\sigma_1$  примерно в два раза:  $\sigma_2 = 18\%$  и  $\sigma_1 = 8.5\%$  днем,  $\sigma_2 = 27\%$  и  $\sigma_1 = 11\%$  ночью. В дневные часы первый компонент смеси является основным ( $c_1 = 0.72$ ,  $c_2 = 0.28$ ), и стандартное отклонение смеси  $\sigma = 12.5\%$  не сильно отличается от стандартного отклонения ее первого компонента



$\sigma_1$ . В ночные часы второй компонент смеси становится существенным ( $c_1 = 0.44$ ,  $c_2 = 0.56$ ), и  $\sigma = 21.8\%$  становится больше  $\sigma_1$  примерно в 2 раза. Слабые флуктуации  $\delta N_m F2$  чаще отрицательны:  $\mu_1$  равно  $-1\%$  и  $-4\%$  для дневных и ночных часов соответственно. Сильные флуктуации  $\delta n$  чаще положительны:  $\mu_2$  равно  $7\%$  и  $4\%$  для дневных и ночных часов соответственно. Величина  $\Delta\mu_{21} = \mu_2 - \mu_1$  — сдвиг между компонентами смеси. В данном случае сдвиг  $\Delta\mu_{21} = 8\%$  для дневных и ночных часов. Именно наличие сдвига позволяет отчетливо различать первый и второй компоненты смеси.

На рис. 3 приведены гистограммы  $\Delta h_m F2$  для дневных и ночных часов без разделения на сезоны и аппроксимации каждой из этих гистограмм смесью двух нормальных распределений (7), где  $x = \Delta h_m F2$ .

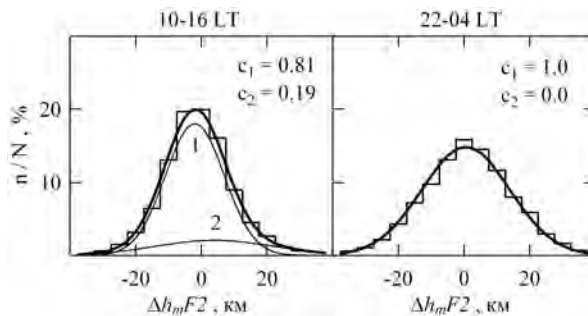


Рис. 3. Гистограммы  $(n/N)$  отклонений измеренных значений  $h_m F2$  от спокойной медианы ( $\Delta h_m F2$ ) для дневных (10–16 LT) и ночных (22–04 LT) часов по всем данным ст. Иркутск для спокойных условий в интервале 2007–2010 гг. Показаны аппроксимации гистограмм смесью двух нормальных распределений (толстые линии), компоненты 1 и 2 смеси (тонкие линии), и коэффициенты  $c_1$  и  $c_2$  этих аппроксимаций в уравнениях (7) [Deminov et al., 2013]

Из рис. 3 можно видеть, что в ночные часы плотность распределения  $\Delta h_m F2$  соответствует одному нормальному распределению. В дневные часы плотность распределения  $\Delta h_m F2$  слабо отличается от одного нормального распределения. В дневные и ночные часы стандартное отклонение смеси  $\sigma$  примерно равно стандартному отклонению первого компонента, и значение  $\sigma$  примерно равно  $11.5$  км и  $13.5$  км для дневных и ночных часов.

**Обсуждение.** Считают, что изменчивость ионосферы обусловлена воздействием на ионосферу сверху и снизу, т. е. флуктуациями солнечной и геомагнитной активности, связанными в конечном итоге с процессами на Солнце, и так называемым метеорологическим контролем ионосферы через волны, которые распространяются вверх из нижних слоев атмосферы [Forbes et al., 2000; Rishbeth, Mendillo, 2001; Lastovicka, 2006]. Такими волнами являются атмосферные гравитационные волны (АГВ) и приливы в атмосфере, которые существуют всегда [Forbes et al., 2000; Lastovicka, 2006; Miyoshi, Fujiwara, 2008]. Не менее важными источниками воздействия на ионосферу снизу считают планетарные волны с периодами 2–30 дней. Эти волны не могут непосредственно проникать в верхнюю атмосферу, но они могут эффективно взаимодействовать с приливами, обеспечивая модуляцию приливов с частотой планетарных волн, и, тем самым, могут приводить к косвенной связи ионосферы с планетарными волнами [Lastovicka et al., 2003; Liu et al., 2010]. Квазидвухдневные вариации параметров максимума F2-слоя ионосферы являются одним из примеров такой связи (см., например, Lastovicka et al., 2003). Следует отметить, что АГВ и приливы могут генерироваться не только в нижних слоях

атмосферы, но и непосредственно в термосфере. Так, важным источником возбуждения АГВ является джоулев нагрев атмосферы в авроральной области в периоды суббурь, и эти распространяющиеся к средним широтам АГВ могут быть важной причиной изменений параметров максимума F2-слоя [Hocke, Schlegel, 1996; Oliver et al., 1997; Miyoshi, Fujiwara, 2008]. Приливы также могут генерироваться (или усиливаться) непосредственно в термосфере в периоды геомагнитных возмущений [Muller-Wodarg et al., 2001; Карпов, Бессараб, 2005], и такие приливы могут продолжать существовать в течение нескольких суток после геомагнитного возмущения [Карпов, Бессараб, 2005]. Это означает, что задача выделения эффектов воздействия на ионосферу снизу далеко не во всех случаях может быть решена однозначно.

Обычно солнечная активность вносит гораздо меньший вклад в изменчивость  $N_m F2$  ото дня ко дню (и на более коротких временах), чем геомагнитная активность [Rishbeth, Mendillo, 2001]. Формально это связано с тем, что изменчивость индекса солнечной активности гораздо меньше изменчивости индекса геомагнитной активности [Rishbeth, Mendillo, 2001]. Например, для интервала 1948–2008 гг.: среднее значение потока солнечного радиоизлучения на длине волны 10.7 см  $F_{10.7} \approx 128$  и  $\sigma(F_{10.7}) \approx 20$ , т. е.  $\sigma(F_{10.7}) \approx 16\%$ ; среднее значение трехчасового индекса  $ap \approx 15$  нТл, изменчивость этого индекса по величине стандартного отклонения  $\sigma(ap) \approx 13$  нТл, т. е.  $\sigma(ap) \approx 87\%$ . Это справедливо и для анализируемого интервала 2007–2010 гг.: среднее значение  $F_{10.7} \approx 73$  и  $\sigma(F_{10.7}) \approx 4$  или  $\sigma(F_{10.7}) \approx 5\%$ ; среднее значение  $ap \approx 6$  нТл и  $\sigma(ap) \approx 4$  нТл или  $\sigma(ap) \approx 67\%$ . Поэтому изменчивость солнечной активности не могла быть существенной причиной изменчивости параметров максимума F2-слоя, рассмотренной выше.

Выделение данных, соответствующих спокойным условиям (6), позволяет исключить из рассмотрения периоды бурь и интенсивных суббурь. Анализируемый интервал 2007–2010 гг. был самым продолжительным интервалом относительно низкой средней геомагнитной активности. Только поэтому спокойным условиям (6) соответствует достаточно большое число (примерно 68%) исходных данных  $N_m F2$  и  $h_m F2$ . Тем не менее даже для таких спокойных условий слабые суббури ( $AE_{\max} \sim 100$  нТл) наблюдаются практически ежедневно.

Слабые флуктуации  $N_m F2$ , по-видимому, обусловлены ионосферными эффектами АГВ, которые существуют практически всегда, и связаны с распространением этих волн как снизу, так и из авроральной области в периоды слабых суббурь. Приведем некоторые из дополнительных аргументов в пользу связи слабых флуктуаций  $N_m F2$  спокойной ионосферы средних широт с АГВ. Для ионосферных эффектов крупномасштабных АГВ в дневные часы характерно увеличение  $h_m F2$  и последующее увеличение  $N_m F2$  (см, например, [Prolss, 2005]). Для этих эффектов в ночные часы характерно отчетливое увеличение  $h_m F2$  и относительно слабое уменьшение  $N_m F2$  [Deminova et al., 1998]. Первый компонент ( $f_1$ ) смеси двух нормальных распределений  $\delta N_m F2$  ассоциируется с ионосферными эффектами АГВ, поскольку этот компонент соответствует слабым и частным флуктуациям  $N_m F2$  и, например, в ночные часы изменения  $N_m F2$ , связанные с этими волнами, чаще отрицательны,  $\mu_1 \approx 4\%$ .

Второй компонент ( $f_2$ ) смеси двух нормальных распределений можно связать с приливами (и косвенно с планетарными волнами) как важной причиной изменчивости спокойной ионосферы ото дня ко дню [Forbes et al., 2000; Rishbeth, Mendillo, 2001; Lastovicka, 2006; Liu et al., 2010]. Второй компонент смеси преобладает для сильных флуктуаций  $N_m F2$ , которые чаще положительны в дневные и ночные часы,  $\mu_2 > 0$  для дневных и ночных часов.

Отчетливая разница в свойствах ионосферных эффектов АГВ и приливов (и планетарных волн) в ночные часы ( $\mu_1 < 0$ ,  $\mu_2 > 0$ ,  $\sigma_1 < \sigma_2$ ) — основная причина

достаточно сильного отклонения распределения флуктуаций  $N_m F2$  от одного нормального распределения в эти часы (см. рис. 2).

Анализ показал, что флуктуации  $h_m F2$  из-за АГВ и приливов имеют приблизительно одинаковую амплитуду, поэтому для плотности распределения таких флуктуаций характерно одно нормальное распределение.

Итак, на основе анализа данных ст. Иркутск для спокойных условий при низкой солнечной активности в интервале 2007–2010 гг. было получено [Deminov et al., 2013], что для этих условий гистограмму отклонений концентрации максимума F2-слоя  $N_m F2$  от спокойной медианы, т. е. гистограмму  $\delta N_m F2$ , можно аппроксимировать смесью двух нормальных распределений (см. рис. 2). Первый компонент этой смеси преобладает для слабых флуктуаций  $N_m F2$ , второй — для относительно сильных флуктуаций  $N_m F2$ . Этот второй компонент смеси можно связать с приливами (и косвенно с планетарными волнами) как важной причиной изменчивости спокойной ионосферы ото дня ко дню. Относительный вклад сильных флуктуаций  $N_m F2$  в ночные часы больше, чем в дневные, и такие флуктуации чаще положительны. Так, очень сильные увеличения  $N_m F2$  (больше чем в 2 раза относительно спокойной медианы) для спокойных условий при низкой солнечной активности наблюдались на ст. Иркутск только в ночные часы, и почти все они были положительными. Такие очень сильные увеличения  $N_m F2$  соответствуют «хвосту» гистограммы  $\delta n$ , где неприменима аппроксимация гистограммы смесью двух нормальных распределений. Косвенно это означает, что очень сильные увеличения  $N_m F2$  связаны с наложением нескольких причин, и эффекты приливов и планетарных волн в ионосфере могут быть одной из этих накладывающихся причин. Ниже рассмотрены некоторые свойства таких сильных увеличений  $N_m F2$ .

#### 4. Очень сильные увеличения концентрации максимума F2-слоя ночной зимней ионосферы

Ночное увеличение электронной концентрации максимума F2-слоя ионосферы — хорошо известное явление, которое наиболее часто наблюдается на средних широтах зимой в послеполуночные часы при низкой солнечной активности (см., например, Farello et al., 2002). Из эмпирической модели Q-F2, приведенной выше, также следует, что зимнее послеполуночное увеличение  $N_m F2_0$  (индекс 0 соответствует спокойным условиям) является регулярной закономерностью спокойной ионосферы над Иркутском. На средних широтах зимой в ночные часы иногда могут наблюдаться очень сильные увеличения  $N_m F2$  (более чем в 2 раза) относительно фонового значения  $N_m F2_0$ . Это соответствует кардинальной перестройке ионосферы, поскольку обычно очень сильное увеличение  $N_m F2/N_m F2_0$  происходит на фоне ночного зимнего увеличения  $N_m F2_0$ .

Статистический анализ частоты возникновения условия  $N_m F2/N_m F2_0 > 2$  над Иркутском зимой в послеполуночные часы (02–04 LT) по данным этой станции за 1958–1992, 2002–2009 гг. показал, что такие события наблюдались в 1–3% случаев [Деминов и др., 2011с]. Значительная часть таких увеличений  $N_m F2$  соответствовала периодам магнитосферных суббурь. Очень сильные увеличения  $N_m F2$  при низкой геомагнитной активности чаще соответствовали низкой солнечной активности. В периоды магнитных бурь такие увеличения  $N_m F2$  наблюдались только при высокой солнечной активности.

Наиболее ярким примером очень сильного увеличения  $N_m F2$  было событие 19.12.2008 г., когда ночной максимум  $N_m F2$  достиг значения, характерного для дневного максимума  $N_m F2$ . При этом амплитуда ночного увеличения  $N_m F2/N_m F2_0$

достигла 2.92. Дополнительный анализ показал, что это было самое сильное увеличение  $N_m F2/N_m F2_0$  почти за всю историю наблюдений на этой станции. Самое удивительное заключалось в том, что это экстремальное событие происходило при низкой солнечной и геомагнитной активности и удовлетворяло достаточно жестким условиям (6) для спокойной ионосферы.

Известно, что флуктуации параметров максимума F2-слоя можно представить состоящими из высокочастотной (в пределах 1–2 ч по мировому времени) и низкочастотной (от дня ко дню) частей. Свойства очень сильного увеличения  $N_m F2$  определяются в основном низкочастотной частью этих флуктуаций. Поэтому для анализа экстремального события 19.12.2008 г. были использованы скользящие средние за 2.25 ч (данное мировое время, предыдущие и последующие четыре 15-минутных интервала) значения  $N_m F2$  и  $h_m F2$  для спокойных условий, по которым были вычислены скользящие средние (за 15 дней, центрированные на данный день) медианы  $N_m F2$  и  $h_m F2$ .

Эти параметры максимума F2-слоя для 18–19 декабря 2008 г. совместно с вертикальной составляющей межпланетного магнитного поля ( $B_z$  ММП) вблизи Земли и  $AE$ -индексом геомагнитной активности приведены на рис. 4. Отметим, что это часовые значения  $B_z$  и 15-минутные значения  $AE$ . Более частые значения  $B_z$  вблизи Земли отсутствуют из-за отмеченной выше сложности пересчета  $B_z$ , измеренных

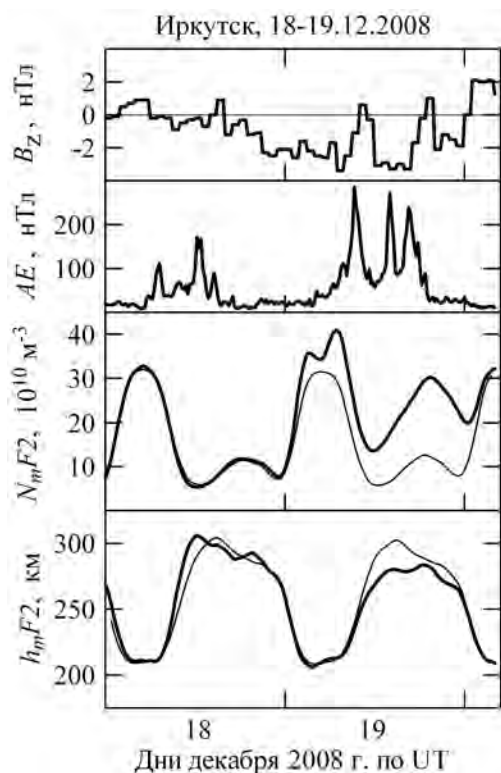


Рис. 4.  $B_z$  ММП,  $AE$ -индекс геомагнитной активности, параметры максимума F2-слоя  $N_m F2$  и  $h_m F2$  (толстые линии — скользящие средние за 2.25 ч по мировому времени значения этих параметров, тонкие линии — их медианы для спокойных условий) по данным ст. Иркутск 18–19.12.2008 г. [Дёминов и др., 2011с]

на спутнике ACE, к орбите Земли именно для низкой геомагнитной активности. В Иркутске мировому времени  $UT = 0$  ч соответствует местное время  $LT = 6.93$  ч, и первая половина суток по мировому времени соответствует в основном дневным часам, а вторая половина — ночным часам местного времени. Видно, что 18 декабря параметры максимума F2-слоя почти не отличались от фоновых. Днем 19 декабря  $N_mF2$  была повышенной, а  $h_mF2$  не отличалась от фонового значения. Увеличение  $N_mF2$  усилилось при переходе от дневных к ночным часам, и в послеполуденные часы  $N_mF2$  превысило фон (спокойную медиану) в 2.4–2.9 раза. Ночной максимум  $N_mF2$  19 декабря стал настолько большим, что он по величине совпал с дневным максимумом  $N_mF2$  в предыдущие сутки 18 декабря. Увеличение  $N_mF2$  в ночные часы зимой вплоть до значений дневного максимума  $N_mF2$  было названо экстремальным увеличением  $N_mF2$  [Демин и др., 2011b]. На этом рисунке видно также, что увеличение  $N_mF2$  в ночные часы 19 декабря сопровождалось уменьшением  $h_mF2$ .

Интервал 18–19.12.2008 г. был типичным для спокойных геомагнитных условий (6):  $ap(\tau) \leq 4$  нТл,  $ap_{\max} \leq 5$  нТл, слабые суббури наблюдались достаточно часто, и наиболее интенсивная из них с  $AE_{\max} = 286$  нТл произошла 19.12.2008 г. Солнечная активность была почти постоянной в этом интервале времени ( $F \approx 69$ ). Экстремальное увеличение  $N_mF2$  сопровождалось опусканием F2-слоя, что не характерно для наблюдаемых в ночные часы ионосферных эффектов крупномасштабных внутренних гравитационных волн (ВГВ), генерируемых в авроральной области во время суббурь [Hocke, Schlegel, 1996; Deminova et al., 1998]. Поэтому солнечная активность и крупномасштабные ВГВ не могли быть причинами такого увеличения  $N_mF2$ .

Экстремальное увеличение  $N_mF2$  могло быть обусловлено наложением нескольких причин. Одной из этих причин, по-видимому, является изменение состава термосферы: увеличение отношения  $A = [O]/[N_2]^p$  при неизменном произведении  $B = [O][N_2]$ , где  $[O]$  и  $[N_2]$  — концентрации атомарного кислорода и молекулярного азота на фиксированной высоте в области максимума F2-слоя (например, на высоте 300 км), показатель степени  $p = 16/28$ . Такое изменение состава термосферы приводит к увеличению  $N_mF2$  при почти неизменной высоте максимума  $h_mF2$ , если учесть, что коэффициент рекомбинации ионов атомарного кислорода  $\beta \sim [N_2]$  (см. уравнения (6.3.3)–(6.3.10) гл. 6 книги «Плазменная гелиогеофизика», 2008 [Демин, 2008]). Увеличение  $A$  при почти неизменном  $B$ , по-видимому, началось в дневные часы 19 декабря, что привело к повышению  $N_mF2$  без изменения  $h_mF2$  относительно фонового значения (см. рис. 4). Это изменение состава термосферы, видимо, усилилось при переходе к ночным часам 19 декабря, что привело к дальнейшему росту  $N_mF2$ . Такое изменение состава термосферы могло быть обусловлено приливом в термосфере. Выше отмечалось, что приливы могут генерироваться (или усиливаться) непосредственно в термосфере в периоды геомагнитных возмущений [Muller-Wodarg et al., 2001; Карпов, Бессараб, 2005], и такие приливы могут продолжать существовать в течение нескольких суток после геомагнитного возмущения [Карпов, Бессараб, 2005]. В данном случае генерация (или усиление) прилива в термосфере могла произойти 17 декабря, когда наблюдалась геомагнитная суббуря с  $AE_{\max} = 430$  нТл, и это геомагнитное возмущение было самым сильным за все предыдущие дни данного месяца до анализируемой даты 19.12.2008 г. На рисунке видно, что 19 декабря при переходе от дневных к ночным часам вертикальная составляющая межпланетного магнитного поля  $B_z$  повернулась с севера ( $B_z > 0$ ) на юг ( $B_z < 0$ ), что обычно приводит к увеличению западной составляющей электрического поля  $E_y$  в ночные часы на средних широтах [Akasofu, 1981; Ляцкий, Мальцев, 1983]. Напомним, что в данном случае значения  $B_z$  — это приближенные часовые значения, и поле  $E_y$  могло быть достаточно большим для такого редкого события. В ночные часы увеличение  $E_y$

приводит к опусканию F2-слоя и увеличению  $N_m F2$  [Park, 1971; Mikhailov, Forster, 1999; Dabas, Kersley, 2003]. Наблюдаемые в ночные часы 19 декабря опускание F2-слоя и дополнительное увеличение  $N_m F2$  могли быть вызваны этой причиной. Еще одной причиной повышенных значений  $N_m F2$  в ночные часы 19 декабря могло быть возрастание потока плазмы из плазмосферы из-за увеличения  $N_m F2$  в магнитосопреженной (летней) ионосфере, поскольку параметры ночной зимней ионосферы существенно зависят от величины этого потока [Кринберг, Тащилин, 1984]. Данные ст. Канберра (35.3°S, 149°E) косвенно подтверждают это предположение: 19 декабря в интервале 05–10 UT значения  $f_o F2$  были выше месячной медианы на 0.3–1.0 МГц. Напомним, что  $N_m F2 \sim (f_o F2)^2$ . Наложение перечисленных причин, по-видимому, могло привести к экстремальному увеличению  $N_m F2$  над Иркутском ночью 19 декабря 2008 г. Приведенная интерпретация экстремального увеличения  $N_m F2$  даже на качественном уровне является предварительной, и необходимы специальные исследования для определения природы этого редкого явления. Тем не менее результаты этого анализа служат иллюстрацией большого разнообразия возможных каналов влияния геомагнитной активности (и процессов взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой) на ионосферу, когда некоторые из этих каналов могут быть эффективными даже при выполнении условий (6) для спокойной ионосферы.

### Список литературы

- [Аннакулиев и др., 2005] Аннакулиев С.К., Деминов М.Г., Шубин В.Н. Полуэмпирическая модель бури в ионосфере средних широт // Солнечно-земная физика. 2005. Вып. 8. С. 145–146.
- [Деминов, 2008] Деминов М.Г. Ионосфера Земли // Пламенная гелиогеофизика, 2 т. / Под ред. Л. М. Зеленого и И. С. Веселовского. — М.: Физматлит, 2008. Т. 2. С. 92–163.
- [Деминов и др., 2009] Деминов М.Г., Жеребцов Г.А., Пирог О.М., Шубин В.Н. Регулярные изменения критической частоты F2-слоя спокойной ионосферы средних широт // Геомагнетизм и аэронавигация. 2009. Т. 49. № 3. С. 393–399.
- [Деминов и др., 2011а] Деминов М.Г., Деминова Г.Ф., Жеребцов Г.А. и др. Изменчивость параметров максимума F2-слоя спокойной среднеширотной ионосферы при низкой солнечной активности: 1. Статистические свойства // Геомагнетизм и аэронавигация. 2011. Т. 51. № 3. С. 352–359.
- [Деминов и др., 2011б] Деминов М.Г., Деминова Г.Ф., Жеребцов Г.А. и др. Изменчивость параметров максимума F2-слоя спокойной среднеширотной ионосферы при низкой солнечной активности: 2. Сильные флуктуации критической частоты // Геомагнетизм и аэронавигация. 2011. Т. 51. № 3. С. 360–367.
- [Деминов и др., 2011с] Деминов М.Г., Деминова Г.Ф., Жеребцов Г.А. и др. Очень сильные увеличения электронной концентрации в максимуме F2-слоя зимней ночной ионосферы над Иркутском // Солнечно-земная физика. 2011. Вып. 19. С. 116–119.
- [Карпов, Бессараб, 2005] Карпов И.В., Бессараб Ф.С. Модельное исследование динамики приливных вариаций на высотах средней термосферы в период геомагнитных возмущений // Геомагнетизм и аэронавигация. 2005. Т. 45, № 2. С. 255–262.
- [Кринберг, Тащилин, 1984] Кринберг И.А., Тащилин А.В. Ионосфера и плазмосфера. — М.: Наука, 1984. — 189 с.
- [Ляцкий, Мальцев, 1983] Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. Магнитосферно-ионосферные взаимодействия. — М.: Наука, 1983. — 190 с.
- [Шубин, Аннакулиев, 1995] Шубин В.Н., Аннакулиев С.К. Модель отрицательной фазы ионосферной бури на средних широтах // Геомагнетизм и аэронавигация. 1995. Т. 35. № 3. С. 79–97.
- [Akasofu, 1981] Akasofu S.-I. Energy coupling between the solar wind and magnetosphere // Space Sci. Rev. 1981. V. 28. No. 2. P. 121–129.



- [Bilitza, 2001] *Bilitza D.* International Reference Ionosphere 2000 // *Radio Science*. 2001. V. 36. No. 2. P. 261–275.
- [Bowman et al., 2008] *Bowman B.R., Tobiska W.K., Marcos F.A. et al.* A new empirical thermospheric density model JB2008 using new solar and geomagnetic indices // *AIAA*, 2008-6438. 2008 (<http://sol.spacenvironment.net/~JB2008/>).
- [Dabas, Kersley, 2003] *Dabas R.S., Kersley L.* Study of mid-latitude nighttime enhancement in F region electron density using tomographic images over the UK // *Ann. Geophys.* 2003. V. 21. No. 12. P. 2323–2328.
- [Deminov et al., 2013] *Deminov M.G., Deminova G.F., Zhrebtsov G.A., Polekh N.M.* Statistical properties of variability of the quiet ionosphere F2-layer maximum parameters over Irkutsk under low solar activity // *Adv. Space Res.* 2013. V. 51. No. 5. P. 702–711.
- [Deminova et al., 1998] *Deminova G.F., Shashunkina V.M., Goncharova E.E.* A global empirical model of effects of large-scale internal gravity waves in the night-time ionosphere // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 1998. V. 60. No. 2. P. 227–245.
- [Forbes et al., 2000] *Forbes J.M., Palo S.E., Zhang X.* Variability of the ionosphere // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 2000. V. 62. No. 8. P. 685–693.
- [Fuller-Rowell et al., 2000] *Fuller-Rowell T.J., Araujo-Pradere E., Codrescu M.V.* An empirical ionospheric storm-time correction model // *Adv. Space Res.* 2000. V. 25. No. 1. P. 139–146.
- [Hahn, Shapiro, 1967] *Hahn G.J., Shapiro S.S.* Statistical models in engineering. — N. Y.: Wiley, 1967.
- [Hoche, Schlegel, 1996] *Hoche K., Schlegel K.* A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances: 1982-1995 // *Ann. Geophys.* 1996. V. 14. No. 9. P. 917–940.
- [Johnson, Leone, 1977] *Johnson N.L., Leone F.C.* Statistics and experimental design in engineering and the physical sciences. — N. Y.: Wiley, 1977. — 600 p.
- [Kane, 2005] *Kane R.P.* Ionospheric foF2 anomalies during some intense geomagnetic storms // *Ann. Geophys.* 2005. V. 23. No. 7. P. 2487–2499.
- [Lastovicka et al., 2003] *Lastovicka J., Krizan P., Sauli P., Novotna D.* Persistence of the planetary wave type oscillations in foF2 over Europe // *Ann. Geophys.* 2003. V. 21. No. 7. P. 1543–1552.
- [Lastovicka, 2006] *Lastovicka J.* Forcing of the ionosphere by waves from below // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2006. V. 68, No. 3–5. P. 479–497.
- [Liu et al., 2010] *Liu H.-L., Wang W., Richmond A.D., Roble R.G.* Ionospheric variability due to planetary waves and tides for solar minimum conditions // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. A00G01. doi:10.1029/2009JA015188.
- [Mansilla, 2004] *Mansilla G.A.* Mid-latitude ionospheric effects of a great geomagnetic storm // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 2004. V. 16. No. 12. P. 1085–1091.
- [Mikhailov, Forster, 1999] *Mikhailov A.V., Forster M.* Some F2-layer effects during the 6–11 January 1997 CEDAR storm period as observed with the Millstone Hill incoherent scatter facility // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 1999. V. 61. No. 3–4. P. 249–261.
- [Mikhailov, Schlegel, 2001] *Mikhailov A.V., Schlegel K.* Equinoctial transitions in the ionosphere and thermosphere // *Ann. Geophys.* 2001. V. 19. No. 7. P. 783–796.
- [Mikhailov et al., 2004] *Mikhailov A.V., Depueva A.Kh., Leschinskaya T.Yu.* Morphology of quiet time F2-layer disturbances: High to lower latitudes // *Int. J. Geomag. Aeronom.* 2004. V. 5. P. GI1006. doi:10.1029/2003GI000058.
- [Miyoshi, Fujiwara, 2008] *Miyoshi Y., Fujiwara H.* Gravity Waves in the Thermosphere Simulated by a General Circulation Model // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. D01101. doi:10.1029/2007JD008874.
- [Muller-Wodarg et al., 2001] *Muller-Wodarg I.C.F., Aylward A.D., Fuller-Rowell T.J.* Tidal oscillations in the thermosphere: a theoretical investigation of their sources // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2001. V. 63, No. 9. 899-914.



- [Newell et al., 2007] *Newell P.T., Sotirelis T., Liou K. et al.* A nearly universal solar wind-magnetosphere coupling function inferred from 10 magnetospheric state variables // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. P. A01206. doi:10.1029/2006JA012015.
- [Oliver et al., 1997] *Oliver W.L., Otsuka Y., Sato M., et al.* A climatology of F region gravity wave propagation over the middle and upper atmosphere radar // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. No. A7. P. 14499–14512.
- [Park, 1971] *Park C.G.* Westward electric fields as the cause of nighttime enhancements in electron concentrations in midlatitude F region // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76, No. 19. P. 4560–4568.
- [Picone et al., 2002] *Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C.* NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. No. A12. P. 1468–1483.
- [Pirog et al., 2006] *Pirog O.M., Polekh N.M., Zherebtsov G.A. et al.* Seasonal variations of the ionospheric effects of geomagnetic storms at different latitudes of East Asia // *Adv. Space Res.* 2006. V. 37. No. 5. P. 1075–1080.
- [Pirog et al., 2011] *Pirog O., Deminova M., Deminova G. et al.* Peculiarities of the nighttime winter foF2 increase over Irkutsk // *Adv. Space Res.* 2011. V. 47. No. 6. P. 921–926.
- [Podladchikova, Petrukovich, 2012] *Podladchikova T.V., Petrukovich A.A.* Extended geomagnetic storm forecast ahead of available solar wind measurements // *Space Weather.* 2012. V. 10. No. 7. doi:10.1029/2012SW000786.
- [Prolss, 2005] *Prolss G.W.* Space weather effects in the upper atmosphere: low and middle latitudes // *Lecture Notes Phys.* 2005. V. 656. P. 193–214.
- [Richards et al., 2006] *Richards P.G., Woods T.N., Peterson W.K.* HEUVAC: A new high resolution solar EUV proxy model // *Advances in Space Res.* 2006. V. 37. No. 2. P. 315–322.
- [Rishbeth, Mendillo, 2001] *Rishbeth H., Mendillo M.* Patterns of F2-layer variability // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 2001. V. 63. No. 15. P. 1661–1680.
- [Wrenn et al., 1987] *Wrenn G.L., Rodger A.S., Rishbeth H.* Geomagnetic storms in the Antarctic F region. I. Diurnal and seasonal patterns for main phase effects // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1987. V. 49. No. 9. P. 901–913.
- [Wrenn, Rodger, 1989] *Wrenn G.L., Rodger A.S.* Geomagnetic modification of the mid-latitude ionosphere - Toward a strategy for the improved forecasting of foF2 // *Radio Sci.* 1989. V. 24, No. 1. P. 99–111.
- [Yermolaev, Yermolaev, 2010] *Yermolaev Yu.I., Yermolaev M.Yu.* Solar and Interplanetary Sources of Geomagnetic Storms: Space Weather Aspects // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Phys.* 2010. V. 46, No. 7. P. 799–819.

## IV.2. ГЛОБАЛЬНЫЙ ОТКЛИК СИСТЕМЫ ТЕРМОСФЕРА–ИОНОСФЕРА НА ВНЕЗАПНЫЕ СТРАТОСФЕРНЫЕ ПОТЕПЛЕНИЯ

Ю. Н. Кореньков, М. В. Клименко, В. В. Клименко, Ф. С. Бессараб

Западное отделение Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
им. Н.В. Пушкова РАН, Калининград, Россия, office@wdizmiran.ru

### Введение

Стратосферным потеплением называется сильное и внезапное повышение температуры «взрывного характера» иногда на  $50^{\circ}\text{C}$  и более в течение нескольких суток, в полярной и субполярной стратосфере зимой [Charlton, Polvani, 2007]. При этом меняется знак меридионального градиента температуры над полушарием, формируется стратосферный антициклон, и меняется общий перенос воздуха с западного на восточный. Возвращение к нормальному зимнему режиму протекает медленнее, чем развитие потепления. На рис. 1 показан пример годового хода стратосферной температуры на высоте  $\sim 32$  км (давление 10 гПа). Рисунок был получен из базы данных NASA ([http://acdb-ext.gsfc.nasa.gov/Data\\_services/met/metdata/annual/merra/t55\\_75n\\_10\\_2008\\_merra.pdf](http://acdb-ext.gsfc.nasa.gov/Data_services/met/metdata/annual/merra/t55_75n_10_2008_merra.pdf)). Видно, что в конце января 2009 г. (22.01) наблюдается резкое возрастание стратосферной температуры на  $\sim 45^{\circ}\text{C}$ , которая в последующем медленно восстанавливается к своему среднему значению.

Стратосферные потепления наблюдаются не каждый год и их природа, а также отсутствие в отдельно взятый год до конца не объяснены. По-видимому, непосредственной причиной стратосферного потепления является опускание и адиабатический

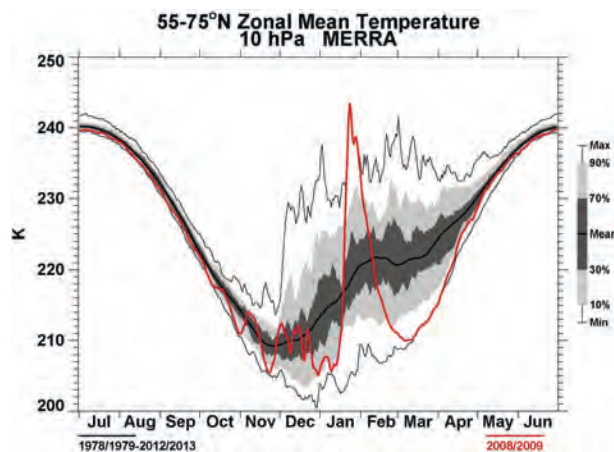


Рис. 1. Пример годового хода зонально-усредненной стратосферной температуры в интервале широт  $55\text{--}75^{\circ}\text{N}$  на высоте  $\sim 32$  км, усредненного за период 1978–2013, и для 2008–2009 гг. ([http://acdb-ext.gsfc.nasa.gov/Data\\_services/met/metdata/annual/merra/t55\\_75n\\_10\\_2008\\_merra.pdf](http://acdb-ext.gsfc.nasa.gov/Data_services/met/metdata/annual/merra/t55_75n_10_2008_merra.pdf))

нагрев стратосферного воздуха, связанные с перестройкой циркуляции. Следует отличать стратосферное потепление данного «взрывного» типа от нормального потепления стратосферы в годовом ходе. Полярная ячейка, или полярный (циркумполярный) вихрь — элемент циркуляции земной атмосферы в приполярных районах Земли, имеет вид приповерхностного вихря, который закручивается на запад, выходя из полюсов, и высотного вихря, закручивающегося к востоку. Это довольно простая циркуляционная система, которая возникает из-за разницы в нагреве земной поверхности у полюсов и на умеренных широтах. Хотя, в районе полярного фронта вблизи  $60^\circ$  южной и северной широты воздух холоднее и суше, чем в тропиках, но он все еще достаточно теплый, чтобы образовать конвекционный поток. Циркуляция воздуха ограничена тропосферой, т. е. слоем от поверхности до высоты около 8 км. Теплый воздух поднимается на низких широтах и движется к полюсам в верхних слоях тропосферы. Достигая полюсов, воздух охлаждается и опускается, образуя зону высокого давления — полярный антициклон. Приповерхностный воздух движется между зоной высокого давления полярного антициклона и зоной низкого давления полярного фронта, отклоняясь на запад под действием силы Кориолиса, в результате чего у поверхности формируются восточные ветры полярных районов, окружающие полюс в виде вихря.

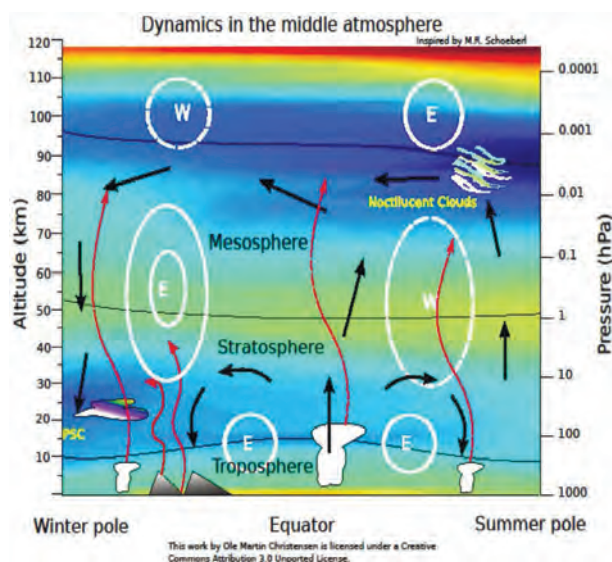


Рис. 2. Пример общей циркуляции атмосферы в координатах высота (давление)–широта для условий солнцестояния с учетом орографии в зимнем полушарии. Черные линии — основные потоки воздуха, красные — волновые процессы, белые — зональные течения

На рис. 2 показан набросок общей циркуляции атмосферы от поверхности Земли до высот нижней термосферы ( $\sim 120$  км). Видно, что нагретый воздух с экваториальных широт поднимается вверх и движется в сторону зимнего охлажденного полюса, где опускается вниз. В районе экватора образуются два зональных джета (E) в восточном направлении. В зимнем полушарии, на высотах стратосферы возникает зональное течение восточного направления, в то время как в южном полушарии зональное течение вокруг полюса будет направлено на запад. В зимнем полушарии показан пример возникновения волновых процессов типа ВГВ над земными неровностями, которые распространяются вверх в стратосферу. Одновременно,

в приполюсных областях обоих полушарий существуют волны больших масштабов, которые можно связать с планетарными волнами (PW), причиной которых могут являться неоднородности нагрева больших масштабов, например, на границе суши и океана. Отметим, что на больших высотах (выше 100 км) зональные потоки в обоих полушариях имеют другое направление в отличие от зональных течений в стратосфере.

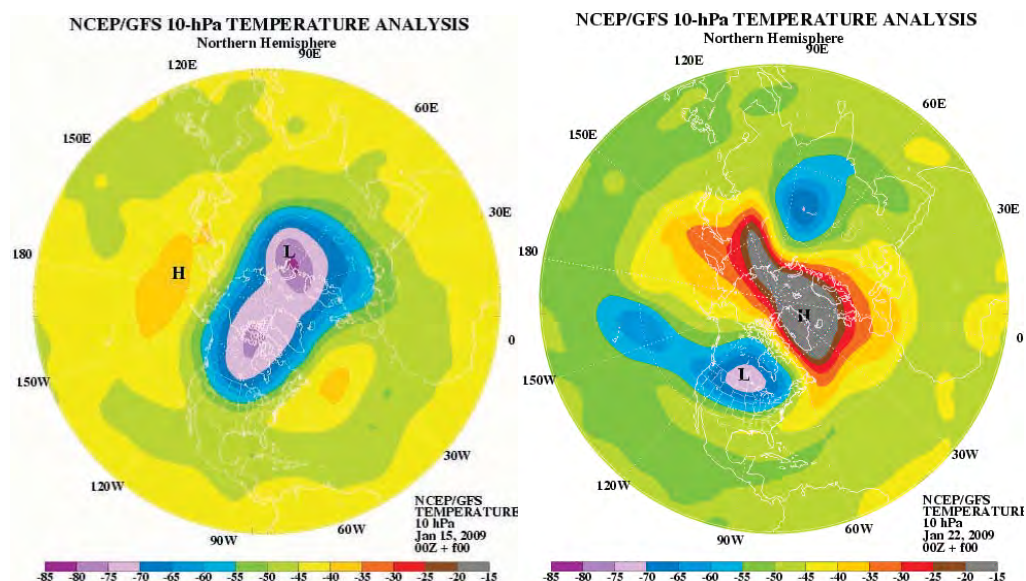


Рис. 3. Стратосферная температура на высоте  $\sim 32$  км до возникновения стратосферного потепления (слева) и во время потепления (справа) в северном полушарии для 22 января 2009 г. [Chau et al., 2011]

На рис. 3 показаны вариации температуры на высоте  $\sim 32$  км (10 гПа) до потепления и во время потепления, соответствующего рис. 1. Видно, что до потепления имеется один минимум температуры, который располагается примерно над северным полюсом, и вокруг которого существует циклоническое движение воздуха (сплошные белые круги на рис. 2). Во время потепления над полюсом образуется область повышенной температуры (H) вытянутой формы, вокруг которой будет образовываться антициклоническое течение воздушных масс, т. е. противоположное тому, которое было до потепления. Минимум температуры (L) распадается на два, отстоящих друг от друга примерно на  $180^\circ$  по долготе. Вокруг этих минимумов будет существовать циклоническая циркуляция воздуха. Таким образом, видно, что вся циркуляция в стратосфере испытывает значительные изменения, что вызывает соответствующие изменения как в тропосфере, так и мезосфере высоких широт (см. рис. 3, 4).

Из схемы, представленной на рис. 2, хорошо видно, что зональные течения в стратосфере и мезосфере направлены в разные стороны. В нижней атмосфере поток воздуха направлен на восток, что обусловлено циклоническим движением газа, т. е. наличием пониженного давления в области полюса. В области мезосферы, на высотах  $\sim 100$  км образуется антициклон, связанный с областью атмосферы, нагретой над зимним полюсом сильнее, чем над летним. Такое распределение температуры в периоды солнцестояния хорошо известно из анализа большого объема экспериментальных данных [Hedin, 1991].

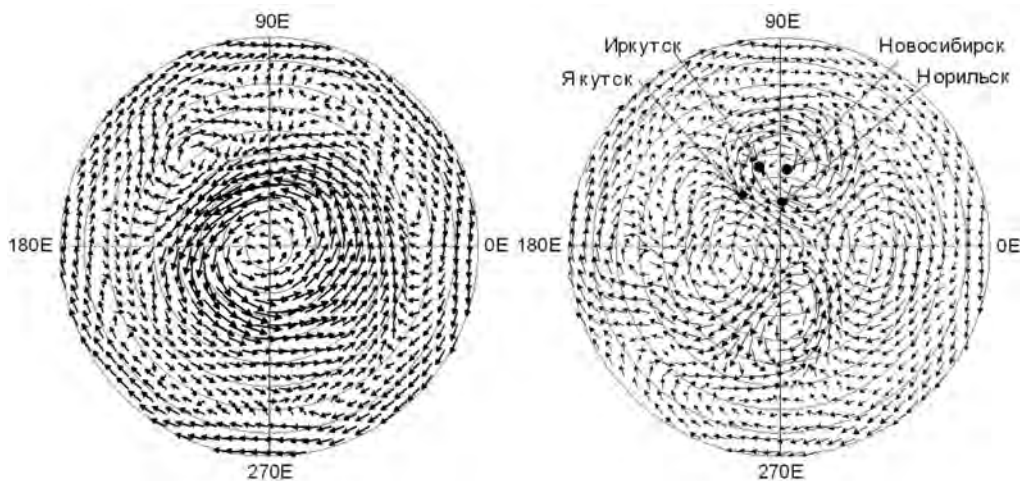


Рис. 4. Вектор горизонтальной скорости на высоте 32 км для 08.01.2009 г. перед началом внезапного стратосферного потепления (SSW) (слева) и для 23.01.2009 г. во время максимума развития SSW (справа) [Шпынев и др., 2013]

Структура циркуляции нейтрального газа на высоте  $\sim 32$  км до начала и во время SSW 2009 г. показана на рис. 4. Видно, что во время потепления классический циркумполярный вихрь распадается на четыре ячейки, примерно симметричных относительно полюса. В возмущенной циркуляции имеются два циклона и два антициклона, которые образуют два потока воздуха в направлении полюса. В этих потоках происходит адиабатическое сжатие газа и, как следствие, нагрев и истечение воздуха вверх и вниз. Этот процесс длится до тех пор, пока энергия малых вихрей не ослабеет и не произойдет восстановление невозмущенной циркуляции. Обычно, такой процесс, как это видно из рис. 1, занимает достаточно большой промежуток времени.

Поток воздуха от полюсов образует очень длинные волны — волны Россби, которые играют важную роль в определении пути высотного струйного потока в верхней части циркуляционной ячейки, которая находится на низких широтах. Полярная ячейка четко выражена зимой, когда температурный градиент наибольший, и уменьшается или даже исчезает летом. Антарктическая полярная ячейка выражена четче арктической из-за меньшего влияния суши на периферии и менее выраженных волн Россби, которые влияют на разрушение ячейки в Арктике и определяют границу между теплым воздухом низких широт и холодными воздушными арктическими массами в зимнем полушарии. Внезапное разрушение полярной ячейки известно как еще одно определение внезапного стратосферного потепления. Накопленные за более чем полувековой период данные указывают на важную роль внезапных стратосферных потеплений в вариациях озонового слоя [Rozanov et al., 2005], малых нейтральных компонент в стратосфере, таких как  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NO}_2$ ,  $\text{NO}$  и других, влияющих на тепловой баланс средней атмосферы в целом, а также в формировании циркуляционных аномалий в тропосфере. Процессы в тропосфере непосредственно оказывают влияние на погоду и даже на течения в океанах [Baldwin et al., 2007; Knight et al., 2005]. Кроме этого, в последнее десятилетие появились неопровержимые доказательства влияния стратосферных процессов на термодинамическое состояние ионосферы, т. е. на космическую погоду (space weather). Распределение заряженных частиц на высотах ионосферы и протоносферы определяет условия радиосвязи в различных диапазонах



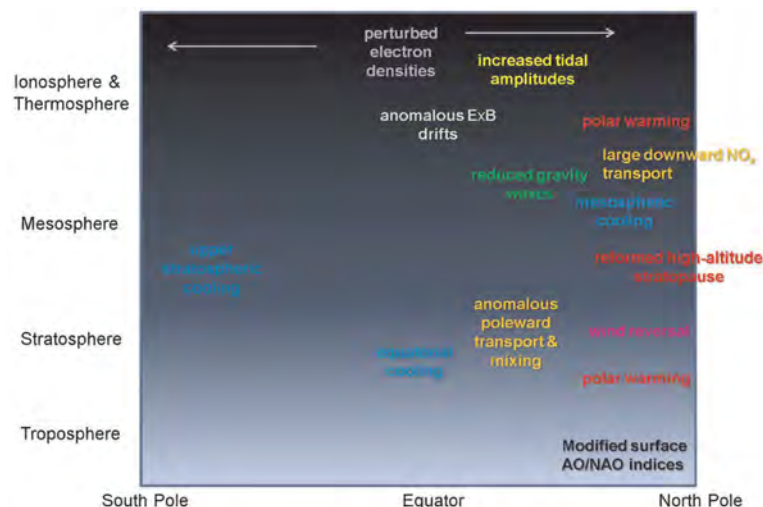


Рис. 5. Основные процессы взаимосвязи, возникающие между различными высотными областями околоземного пространства во время внезапного стратосферного потепления (polar warming) в районе северного полюса [Siskind et al., 2010]

частот, условия спутниковой навигации и передачи других телеметрических данных, важных с точки зрения наших знаний об окружающем Землю пространстве. Таким образом, взаимосвязь между этими явлениями становится все более очевидной, но конца еще не исследованной. На рис. 5 схематически показана взаимосвязь между отдельными областями верхней атмосферы Земли и основные механизмы, связывающие и оказывающие влияние на процессы в мезосфере, тропосфере и ионосфере околоземного ближнего космоса. Внезапное стратосферное потепление показано над северным полюсом в правой части рисунка. Наиболее значимые процессы, возникающие во время потепления, обозначены различными цветами по мере увеличения высоты.

Таким образом, из сказанного выше следует, что влияние стратосферных потеплений на распределение метеопараметров в тропосфере, приземном атмосферном слое и, следовательно, на погоду имеет достаточно обширное экспериментальное и теоретическое обоснование. Исследования более высоких слоев атмосферы, таких как мезосфера, термосфера и ионосфера во время потеплений, необходимо выполнять и далее в более широком масштабе. В настоящей работе мы показываем состояние экспериментальных и теоретических исследований, выполняемых с целью обнаружения эффектов потеплений в параметрах ионосферной плазмы в области высот от 80 км до нескольких тысяч км над поверхностью Земли и идентификации механизмов взаимосвязи между нижней и верхней атмосферой Земли.

## 1. Стратосферное потепление как метеоявление

Первые непрерывные измерения, выполненные в стратосфере с помощью радиозондов, были проведены в 1951 г. [Scherhag, 1952]. В работе было получено надежное измерение температуры в верхней стратосфере (~ 40 км) и после анализа данных впервые в истории обнаружено и зафиксировано стратосферное потепление 27 января 1952 г. После этого открытия в университете Берлина была создана группа метеорологов специально для изучения стратосферы. Эта группа продолжала создание карты

температуры стратосферы и высоты геопотенциала северного полушария в течение многих лет с использованием радиозондов и ракетных данных. Следующее «взрывное» стратосферное потепление было зафиксировано над Берлином 20 января 1958 г., т. е. спустя шесть лет после первого. Это стратосферное потепление началось над юго-востоком Европы, а наиболее высокие температуры были измерены над Исландией 30 января. Потепление продолжало распространяться на север и запад, охватило стратосферу над Северной Америкой и угасло над северными районами Тихого океана. За повышением давления в стратосфере в результате взрывного потепления через несколько дней после его начала последовал антициклонический в тропосфере, т. е. возникновение антициклона с образованием области повышенного давления со свойственным ей движением воздуха, что заставило ученых говорить о вероятной связи между стратосферной и тропосферной циркуляцией.

В последующие годы внезапные стратосферные потепления наблюдались в зимнем северном полушарии Земли с ноября по март примерно через каждые 2–4 года. Правда, в отдельные годы это явление происходило дважды в год, а после стратосферного потепления в феврале 1989 г. следующего потепления пришлось ждать до декабря 1998 г. (использованы материалы с сайта <http://meteoweb.ru>).

В 1979 г., когда был запущен спутник «Эра», метеорологические измерения стали гораздо более частыми. Хотя спутники в основном использовались для изучения тропосферы, они также использовались для получения данных на высотах стратосферы. На данный момент спутники и стратосферные радиозонды — основные приборы для проведения измерений в стратосфере.

### 1.1. Классификация внезапных стратосферных потеплений (SSW) и их описание

Стандартная метеорологическая классификация стратосферных потеплений производится по степени видоизменения полярного вихря или его разрушения и по значениям возрастания температуры в стратосфере и приводит к разбиению внезапных стратосферных потеплений на три категории:

— сильное (major) внезапное стратосферное потепление, когда западные ветры на параллели 60°N и на уровне 10 гПа (~ 32 км) меняют направление на обратное, т. е. становятся восточными. При этом наблюдается или разделение полярного вихря на несколько полярных вихрей (см. рис. 4), или его перемещение из полярных широт к югу (нормальное положение полярного вихря — над Северным полюсом);

— слабое (minor) потепление, при котором смена направления ветра не наблюдается, но происходит замедление западного потока (т. е. течения с запада на восток). И, если критерием значительного потепления является рост температуры на уровне 10 гПа на ~ 40–50°С между Северным полюсом и 60-й параллелью, то при незначительном потеплении наблюдается рост температуры на любом уровне стратосферы над любой широтой зимнего полушария, но только на 25°С.

— финальное (final) потепление происходит со сменой радиационного цикла, т. е. перехода стратосферы от зимнего состояния к летнему, когда зимний западный поток сменяется летним восточным, который сохраняется до наступления следующей зимы в данном полушарии, при этом стратосферные потепления в классическом понимании в летней стратосфере не происходят.

Иногда выделяется еще и четвертый тип внезапных стратосферных потеплений — канадский, в силу особенностей его структуры и эволюции, отличный от других, происходящий обычно ранней зимой — с середины ноября и до начала декабря. Этот тип стратосферных потеплений никогда не встречается в южном полушарии.



### 1.2. Динамика потепления

Одна из причин возникновения сильных стратосферных потеплений, происходящих в северном зимнем полушарии, — орография контрастов температуры суша–море. Такие широтные градиенты температуры отвечают за генерацию длинных волн Россби (волновое число 1 или 2) в тропосфере. Эти волны распространяются вверх к стратосфере и рассеиваются там, производя потепление с замедлением среднего течения [Gómez-Escolar et al., 2012]. Именно по этой причине, сильные потепления наблюдаются только в северном полушарии, за одним исключением. В 2002 г. сильное потепление наблюдалось в южном полушарии, и это событие на сегодняшний день до конца еще не изучено. На рис. 6 показаны различные стадии образования планетарных волн в стратосфере а) для спокойных и б) возмущенных условий в нижней стратосфере, с) на больших высотах и д) на стадии восстано-

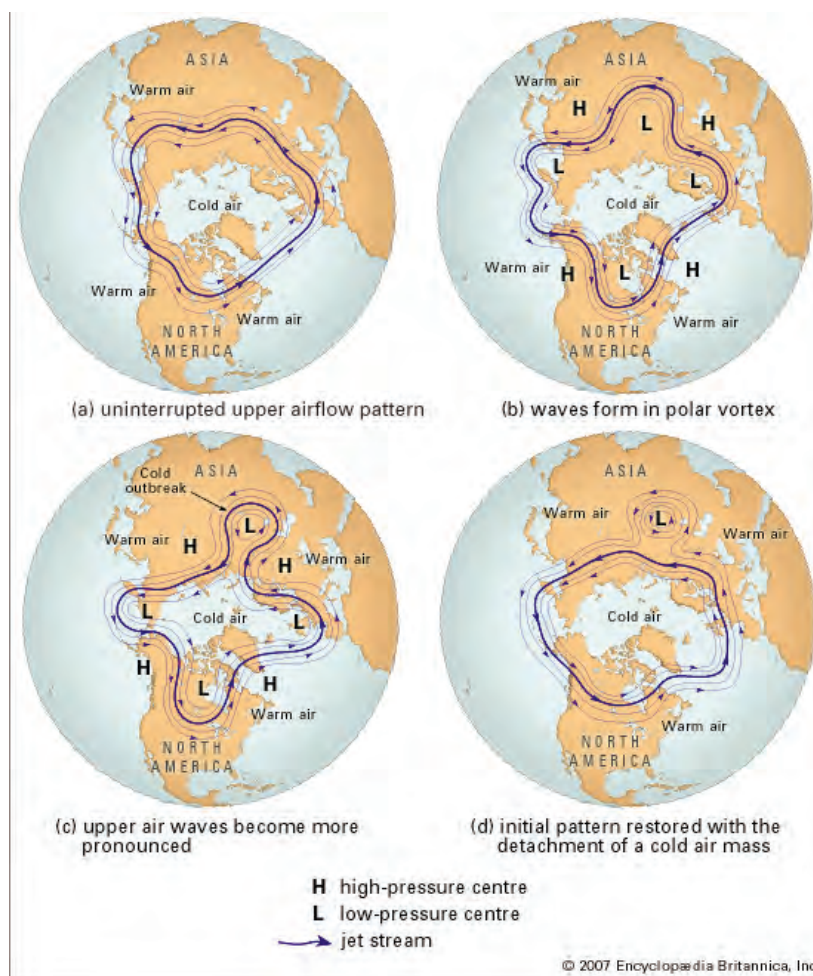


Рис. 6. Формирование волновых процессов планетарного масштаба на южной границе полярного вихря северного зимнего полушария (<http://global.britannica.com/EBchecked/topic/121560/climate/272946/Upper-level-winds>)

ления первоначальной циркуляции. Видно, что с ростом высоты волновые процессы становятся более отчетливыми.

В начальной фазе формирования значительного стратосферного потепления в тропосфере устанавливается блокирующий циркуляционный процесс, который приводит к формированию меридионального переноса воздушных масс, тем самым вызывая увеличение амплитуды планетарной волны. Кстати, такой блокирующий процесс в тропосфере обуславливал затяжные морозы в центре Европейской части России в январе 2010 г. Растущая волна проникает в стратосферу и замедляет зональный западно-восточный поток. Таким образом, полярное струйное течение, наблюдаемое в условиях полярной ночи на периферии полярного вихря, начинает искажаться [Matthewman et al., 2009]. Если проникающая в стратосферу планетарная волна достаточно мощная, то она может привести к полному замедлению западного потока и даже к его замене на восточный [Martineau, Son, 2010]. После этого проникновение планетарных волн в стратосферу прекращается [Ayarzagüena et al., 2011], и начинается стратосферное потепление. Таким образом, усиление амплитуд планетарных волн может рассматриваться как некоторое предсказание дальнейшего формирования внезапного стратосферного потепления [Stan, Straus, 2009].

### 1.3. Основные уравнения термодинамического режима атмосферы

Теоретическое описание циркуляции и термического режима атмосферы базируется на трех основных принципах, сформулированных в законах движения Ньютона и законах сохранения энергии и массы. Основные принципы гидродинамической теории и различные упрощения и приближения, существующие на сегодняшний день при описании состояния атмосферы, приводятся в многочисленных работах (например, [Монин, 1968; Гисина и др., 1976; Кривоуццкий, Репнев, 2009; Моханокумар, 2011] и др.), материал из которых мы и будем использовать в следующих разделах.

Уравнение движения в векторной форме в системе координат, связанной с вращающейся Землей, записывается в виде

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} + \frac{\nabla p}{\rho} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} = \mathbf{g} + \mathbf{F}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{V}$  — вектор скорости объема воздуха,  $p$  — давление,  $\rho$  — масса единичного объема воздуха,  $\boldsymbol{\Omega}$  — угловая скорость вращения Земли (определяет вместе со скоростью силу Кориолиса),  $\mathbf{g}$  — ускорение свободного падения,  $\mathbf{F}$  — сила трения, обусловленная вязкостью,  $t$  — время.

Уравнение сохранения энергии (первый закон термодинамики) имеет вид

$$C_p \frac{dT}{dt} - \frac{dp}{\rho dt} = Q, \quad (2)$$

где  $T$  — температура,  $C_p$  — теплоемкость воздуха при постоянном давлении,  $Q$  — суммарная скорость нагрева единицы массы воздуха (за счет радиационных эффектов или теплоты фазовых переходов). В стратосфере и мезосфере  $Q$  определяется в основном разницей между нагревом за счет поглощения ультрафиолетового излучения Солнца озоном и охлаждения за счет инфракрасного излучения озона, углекислого газа и водяного пара (таким образом, зависит от распределения этих малых газовых составляющих).

Третье основное уравнение — это уравнение неразрывности, описывающее закон сохранения массы,

$$\frac{dp}{dt} + \nabla(\rho\mathbf{V}) = 0. \quad (3)$$

В соотношениях (1)–(3) полная производная по времени определяется как

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla.$$

Полная производная по времени представляет собой, как известно, общую скорость изменения во времени характеристик жидкости или газа в фиксированной точке пространства. Первый член в правой части выражает локальную скорость изменения, а второй — изменения за счет адвекции. Такая форма является следствием того, что уравнения записываются в эйлеровой системе координат. К записанным выше уравнениям следует добавить уравнение состояния, чтобы замкнуть систему уравнений

$$p = \rho RT. \quad (4)$$

Уравнения гидродинамики расслоенной жидкости или газа допускают, кроме квадратичной сохраняющейся величины (энергии) еще и линейный инвариант — потенциальный вихрь, который для нелинейных уравнений имеет вид

$$q = \frac{\nabla S \cdot (\nabla \times \mathbf{V} + 2\boldsymbol{\Omega})}{\rho}. \quad (5)$$

Здесь  $S$  — энтропия, а сохранение инварианта означает, что  $dq/dt = 0$ . Для адиабатических процессов, которые мы будем рассматривать, энтропия сохраняется, т. е.  $dS/dt = 0$ , и тогда условие сохранения потенциального вихря сводится к более простому выражению  $d\mathbf{q}/dt = d(\nabla \times \mathbf{V} + 2\boldsymbol{\Omega})/dt = 0$ , что означает сохранение абсолютного вихря скорости.

Для теоретического описания глобальных атмосферных процессов естественным будет использование сферической системы координат, связанной с вращающейся Землей. Уравнение (1) для вертикальной скорости существенно упрощается, если в нем сохранить только преобладающие члены (гидростатическое приближение)

$$0 = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g.$$

Используя (5) и уравнение состояния (4) можно получить

$$\frac{dp}{p} = -\frac{dz}{H}, \quad H = \frac{RT}{g} = \frac{kT}{mg}, \quad (6)$$

где  $H$  — высота однородной атмосферы (порядка 7 км на высотах нижней атмосферы),  $R$  — газовая постоянная,  $m$  — молекулярная масса воздуха,  $k$  — постоянная Больцмана. Уравнение (6) позволяет получить в простом виде зависимость давления и концентрации молекул воздуха от высоты в случае, когда  $H$  слабо меняется с высотой.

В метеорологии часто вместо вертикальной координаты  $z$  используются уровни постоянного давления  $p$ , которые однозначным образом связаны с вертикальными координатами,  $z = H \ln(p_0/p)$ . Здесь  $p_0$  — давление на некотором относительном уровне высоты, например, на поверхности Земли ( $p_0 = 1013$  гПа). Такая система, в которой независимой координатой является давление, называется изобарической. Разновидность этой системы —  $\sigma$ -система, в которой независимой переменной является  $\sigma = p/p_0$  — отношение давлений. Необходимо отметить, что в этих системах координат аналогом вертикальной скорости будет величина  $w = dp/dt$  или  $w = d\sigma/dt$ , а не  $w_z = dz/dt$  как в обычной метрической системе координат. Применение изобарической системы координат значительно упрощает запись системы основных уравнений и способ задания нижних граничных условий, в которых  $z = 0$  или  $\sigma = 1$ , что удобно при учете орографических особенностей на поверхности Земли. На верхней границе справедливы следующие условия:  $z \rightarrow \infty$ ,  $\sigma \rightarrow 0$ .

При теоретическом описании атмосферных процессов в метеорологии используется еще одна переменная величина, именуемая геопотенциалом

$$\Phi = \int_0^z g dz,$$

при этом  $\mathbf{g} = -\nabla\Phi$  и  $\partial\Phi/\partial p = RT/p$ ,  $Z_g = \Phi/g$ .

Соотношение между геопотенциалом и давлением вытекает из гидростатического приближения. Введение высоты геопотенциала  $Z_g$  оказывается более удобным для проведения ряда расчетов, так как не требует учета центробежной силы, поскольку  $g = g_0 + \Omega^2 r$  (радиус-вектор рассматриваемого объема), и плотности воздуха.

В этом случае уравнения для горизонтальных скоростей имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} - fv + \frac{\partial\Phi}{\partial x} &= F_x, \\ \frac{dv}{dt} - fu + \frac{\partial\Phi}{\partial y} &= F_y, \end{aligned}$$

где  $f = 2\Omega \sin\theta$  — параметр Кориолиса,  $\theta$  — широта,  $F$  — сторонние силы. Напомним, что в декартовой системе координат, связанной с Землей, ось  $x$  направлена на восток, а ось  $y$  — на север. Тогда  $u$  — скорость по оси  $x$ ,  $v$  — по оси  $y$ .

Для вертикальной скорости в изобарической системе координат в квазистатическом случае уравнение можно записать в виде

$$\frac{\partial w}{\partial p} = -\nabla \cdot \mathbf{V}h.$$

Здесь в правой части записана дивергенция горизонтальной скорости атмосферы. Заметим, что приведенные уравнения не содержат полей плотности и их производных по времени, что является преимуществом изобарической системы координат.

Выше мы упоминали о сохранении линейного инварианта — потенциального вихря, который играет значительную роль в динамике атмосферы, поэтому остановимся на рассмотрении этой величины более подробно.

Завихренность — это мера вращения воздуха в рассматриваемой области пространства. В физике атмосферы в выбранной системе координат обычно учитывают только вертикальную компоненту абсолютной ( $\eta$ ) или относительной ( $\zeta$ ) завихренности

$$\begin{aligned} \eta &= \mathbf{k} \cdot (\nabla \times \mathbf{V}_a), \\ \zeta &= \mathbf{k} \cdot (\nabla \times \mathbf{V}), \end{aligned}$$

где  $\mathbf{V}_a$  и  $\mathbf{V}$  — абсолютная и относительная скорости соответственно,  $\mathbf{k} = \mathbf{r}/|\mathbf{r}|$  — единичный вектор в направлении радиус-вектора  $\mathbf{r}$ . Видно, что  $\eta = \zeta + f$ . Абсолютная скорость учитывает вместе со скоростью локального движения газа и скорость вращения Земли, которая обладает планетарной завихренностью. Вертикальная компонента относительной завихренности играет важную роль в крупномасштабных атмосферных течениях. Она определяется, в первом приближении, только горизонтальными течениями и в прямоугольных координатах имеет вид

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}.$$

Сохранение абсолютного вихря в приведенных обозначениях имеет вид

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial (\zeta + f)}{\partial t} = 0.$$

Области положительной завихренности в северном полушарии связаны с циклоническими движениями. Абсолютная завихренность на высотах средней атмосферы стремится оставаться постоянной (см. уравнение (5)). Исходя из этого, можно записать упрощенное уравнение завихренности, которое в координатной форме имеет вид

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} \approx -u \frac{\partial \eta}{\partial x} - v \frac{\partial \eta}{\partial y}.$$

Это уравнение устанавливает, что локальное изменение абсолютной завихренности равно горизонтальной конвекции абсолютной завихренности. Рассмотрим некоторые типы атмосферных движений в средней атмосфере, которые могут оказывать влияние на движение газа в мезосфере и нижней термосфере.

#### 1.4. Динамика атмосферы

В первом (геострофическом) приближении можно считать, что основными силами будут силы градиента давления и Кориолиса, и, кроме того, выполняется условие квазистатичности и горизонтальности движений, т. е. вертикальная скорость равна нулю. В этом случае уравнение движения можно записать в виде

$$\nabla \Phi = -f \mathbf{k} \times \mathbf{V}_g.$$

Откуда следует, что  $\mathbf{V}_g = \mathbf{k} \times \nabla(p\Phi)/f$ , где  $\nabla(p\Phi)$  — градиент высоты геопотенциала.

В координатной форме выражения для горизонтальных скоростей записываются как

$$u_g = -\frac{g}{f} \frac{\partial Z_g}{\partial y},$$

$$v_g = \frac{g}{f} \frac{\partial Z_g}{\partial x},$$

где  $Z_g$  — высота геопотенциала.

Такой ветер называется геострофическим. Он существует тогда, когда течение горизонтально, гидростатично, без ускорения и трения. Кроме этого, выполняется условие  $\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$ , т. е. течение всегда замкнуто. Геострофический ветер дует параллельно изобарам и в любом полушарии всегда будет циклоническим вокруг центра низкого давления, т. е. против часовой стрелки в северном полушарии. Справедливость этого приближения зависит от локального числа Россби. Число Россби  $R_0 = V/(Lf)$  — это соотношение масштабов, где  $V$  — скорость течения воздуха,  $L$  — характерный пространственный масштаб,  $f$  — параметр Кориолиса. В атмосфере для крупномасштабных процессов типичное значение  $R_0 \sim 0.1$ . Геострофичность не действует на экваторе, и обычно не применяется в низких широтах. Ветер, который дует вдоль изогнутых изобар с малым радиусом кривизны, называется градиентным ветром. Он возникает в результате баланса трех сил, силы градиента давления, силы Кориолиса и центробежной силы. В этом случае имеем

$$\frac{V^2}{R} \mathbf{R} = -\nabla \Phi - f \mathbf{k} \times \mathbf{V}_h,$$

где  $R$  — локальный радиус кривизны траектории,  $\mathbf{V}_h$  — горизонтальная компонента скорости ветра. Градиентный ветер дует вдоль изобар, поэтому он очень похож на геострофический ветер, но он допускает криволинейность ветрового поля. Заметим, что в представленных выше течениях, можно ввести понятие функции линии тока,

т. е. линии, касательная к которой в каждой точке, показывает направление скорости. В таком случае, при горизонтальном течении

$$u = -\frac{\partial\psi}{\partial y} \quad \text{и} \quad v = \frac{\partial\psi}{\partial x},$$

где  $\psi$  — функция линии тока. Так линии изобар на рис. 6 можно рассматривать как линии тока, а вектора скоростей на рис. 4 — касательные в каждой точке к таким линиям тока.

### 1.5. Волновые процессы в атмосфере

Существует несколько способов определения волновых процессов в атмосфере, которые связаны с различными приближениями описания движений воздуха в нижней атмосфере Земли. Основными типами волн являются следующие:

- акустические волны;
- гравитационные волны;
- инерционные волны;
- волны Россби.

В интересующей нас области высот выделяются гравитационные волны, волны Россби, стационарные планетарные волны, свободные перемещающиеся планетарные волны, экваториальные волны и среднеширотные гравитационные волны. Акустические волны отфильтровываются в приближении гидростатики, обычно принимаемом во всех расчетах.

Гравитационные волны — это такие волны, у которых возвращающий механизм обусловлен их плавучестью, а гравитация входит как часть гидростатического баланса.

Волны Россби — это волны, у которых возвращающий механизм обусловлен широтным градиентом потенциальной завихренности. В этом случае основную роль играют топография и градиент температуры, которые приводят к смещению порций воздуха в направлении север–юг. Это вызывает изменение относительной и планетарной завихренности таким образом, что полная потенциальная завихренность сохраняется. В результате появляются волновые структуры вдоль широтного круга.

Стационарные планетарные волны — это волны Россби с очень большой длиной волны ( $\sim 10\,000$  км), которые привязаны к крупномасштабным особенностям топографии или к температурным контрастам суша–море. Волны остаются стационарными, так как эти особенности не позволяют им перемещаться.

Свободные перемещающиеся планетарные волны генерируются в атмосфере на определенных собственных частотах. Такие волны, оставаясь по структуре волнами Россби, распространяются вдоль широтного круга с периодом в несколько суток.

В реальной атмосфере волновые процессы представляют собой комбинацию нескольких типов волн, что затрудняет выделение только одного типа волн и определение их параметров.

Волны Россби являются одним из главных механизмов в процессах образования внезапного стратосферного потепления, поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать возникновение и структуру только этих волн.

### 1.6. Волны Россби

Как отмечалось выше, волны Россби возникают вследствие широтного градиента потенциальной завихренности, что для свободных волн означает изменение параметра Кориолиса с широтой. В случае установившегося режима потенциальная (абсолютная) завихренность будет оставаться постоянной.

Рассмотрим сохранение абсолютной завихренности  $\eta = \zeta + f$ . Пусть начальная относительная завихренность  $\zeta_0 = 0$ , а некоторый объем воздуха перемещается на другую широту на величину  $\delta y$ . Учитывая начальные условия из сохранения завихренности имеем  $\zeta_n + f_n = f_0$ , или  $\zeta_n = f_0 - f_n = -(df/dy)\delta y$ , где  $df/dy$  — градиент планетарной завихренности ( $\beta$ ), а индекс «н» означает «новые» значения завихренностей. Для  $\delta y < 0$  (движение объема воздуха к югу) вращение будет циклоническим (против часовой стрелки), в противном случае (движение воздуха к северу) — вращение будет антициклоническим (по часовой стрелке). Поскольку потенциальная завихренность сохраняется, такие волны удобно рассматривать именно в этих терминах. Рассмотрим случай, когда основное течение  $U$  чисто зональное и тогда можно рассматривать горизонтальное течение по поверхностям постоянного давления. Через функции линий тока для возмущения относительной завихренности можно написать соотношение

$$\zeta' = \nabla(2\psi'),$$

где штрихи обозначают возмущение функций, т. е. отклонения от начального состояния.

Условие сохранения вихря принимает вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U\frac{\partial}{\partial x}\right)\nabla(2\psi') + \beta\frac{\partial\psi'}{\partial x} = 0.$$

Видно, что это дифференциальное уравнение второго порядка для возмущений функций линий тока по переменной  $x$  — долготе. Такое уравнение допускает гармоническое решение вида

$$\psi' = \text{Re}(\Psi \exp(i\varphi)),$$

где  $\Psi$  — амплитуда волны,  $\varphi$  — фаза,  $\varphi = kx + ly - \omega t$ ,  $k$ ,  $l$  — пространственные волновые числа (долгота, широта),  $\omega$  — угловая частота.

Такой волновой характер линий тока хорошо виден на рис. 6b, с. Используя полученное решение, можно получить следующее дисперсионное соотношение:

$$\omega = Uk - \frac{\beta k}{(k^2 + l^2)^{1/2}}.$$

Фазовая зональная скорость —  $C_x = \omega/k$ , откуда  $C_x - U < 0$ . Это выражение показывает, что планетарные волны распространяются в западном направлении относительно среднего ветра. В стационарном случае  $C_x = 0$ , и для распространения волны необходимо, чтобы выполнялось условие  $U > 0$ . Это означает, что волны могут распространяться только вместе с фоновым западным ветром (направленным на восток).

В случае квазигеострофического приближения уравнение завихренности можно упростить

$$\frac{\partial\zeta_g}{\partial t} = \mathbf{V}_g \cdot \nabla(\zeta_g + f) + f_0\frac{\partial w}{\partial p}.$$

Здесь появляется член, учитывающий вертикальные движения, что и отличает чисто геострофическое, т. е. горизонтальное движение, от квазигеострофического. Таким образом, уравнение квазигеострофической завихренности показывает, что локальная скорость изменения этой завихренности определяется суммой адвекции (за счет геострофического ветра и абсолютной завихренности) и усилением или ослаблением завихренности (за счет растяжения/сжатия объема воздуха — эффект дивергенции). Это хорошо видно из уравнения для вертикальной скорости в изобарической системе координат.



Уравнение сохранения потенциального вихря, записанное в квазигеострофическом приближении, позволяет исследовать в линейном приближении вертикальную структуру планетарных волн. Представив функцию тока для возмущений в виде

$$\psi' = \Psi(z) \exp \left[ i(kx + ly - kC_x t) + \frac{z}{2H} \right],$$

где  $\Psi$  — амплитуда волны в вертикальном направлении,  $k, l$  — пространственные волновые числа (долгота, широта), а  $C_x$  — фазовая скорость волны. Уравнение сохранения потенциального вихря в области, свободной от источников, можно записать в виде

$$\frac{f^2}{N^2} \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{4H^2} \right) \psi' + \left[ \frac{\beta}{U - C_x} - (k^2 + l^2) \right] \psi' = 0.$$

Здесь  $U$  — зональный ветер, а  $\beta$  — параметр Кориолиса появляется из условия  $\partial q / \partial z = \beta$ , т. е. изменение потенциальной завихренности с широтой,

$$N^2 = \frac{R}{H} \left( \frac{\partial T_0}{\partial z} + \frac{R T_0}{c_p H} \right)$$

— квадрат частоты Брента–Вяйсяля,  $T_0$  — фоновая температура,  $R$  — газовая постоянная. При  $U = \text{const}$  уравнение сохранения вихря принимает вид

$$\frac{\partial^2 \psi'}{\partial z^2} + n^2 \psi' = 0,$$

где

$$n^2 = \frac{N^2}{f^2} \left[ \frac{\beta}{U - C_x} - (k^2 + l^2) \right] - \frac{1}{4H^2}.$$

Величину  $n^2$  можно рассматривать как квадрат показателя преломления, в зависимости от знака которого волновые возмущения будут распространяющимися по вертикали ( $n^2 > 0$ ) или экспоненциально затухающими («запертыми»,  $n^2 < 0$ ). Для стационарных волн ( $C_x = 0$ ) условие распространения по вертикали выглядит следующим образом:

$$0 < U - C_x < \beta \left[ (k^2 + l^2) + \frac{f_0^2}{4N^2 H^2} \right]^{-1} = U_c,$$

где  $U_c$  — критическая скорость волновых возмущений планетарного масштаба (волн Россби).

Из этого условия следует, что распространение стационарных волн может иметь место лишь при западных ветрах со скоростями, меньшими критических. В связи с этим условием в летнем полушарии, где зональный ветер имеет восточное направление в стратосфере и мезосфере, все планетарные волны оказываются запертыми в тропосфере. В зимнем полушарии, где наблюдаются сильные западные ветры, запертыми оказываются все волны, кроме наиболее крупномасштабных. Таким образом, волны с более высокими номерами волновых чисел не могут проникать из тропосферы в стратосферу и мезосферу в спокойных зимних условиях. Распространение отдельных мод волн Россби исследовалось в работах [Hirooka, Hirota, 1985], а также [Madden, 2007; Sassi et al., 2012].

## 2. Измерительные комплексы и аппаратура для исследования стратосферных потеплений и их эффектов в средней и верхней атмосфере Земли

Уже в первых ракетных измерениях было показано (см., например, обзор [Schoeberl, 1978]), что стратосферные потепления не ограничиваются собственно стратосферой, а проникают и выше, до мезопаузы. Причем нагрев в полярной стратосфере сопровождается понижением температуры в соответствующих областях мезосферы. Измерения над экваториальными станциями показали обратную зависимость — небольшое охлаждение в стратосфере и нагрев в мезосфере. Общие особенности поведения мезосферы во время стратосферных потеплений были обобщены в работе [Labitzke, 1981]. В этом разделе мы рассмотрим имеющиеся экспериментальные данные о распределении параметров в стратосфере и мезосфере, полученные разными приборами в различных точках пространства, во время стратосферных потеплений. Наибольшее количество данных относится к потеплению 2009 г., как наиболее сильному, проходившему в спокойных геофизических условиях, эффекты которого наблюдались и в вариациях ионосферных параметров.

### 2.1. Комплексы и аппаратура для измерения температуры и скорости движения нейтрального газа на высотах средней атмосферы

Измерения температуры нейтрального газа ( $T_n$ ) и скоростей ветра ( $V_n$ ) осуществляются различными приборами как спутникового, так и наземного базирования. Все приборы можно подразделить на активные, которые используют собственные методы воздействия на исследуемую среду, и пассивные, регистрирующие естественные излучения, свечения и скорости ветрового движения в исследуемой области высот. В настоящее время основные экспериментальные данные о  $T_n$  и  $V_n$  в стратосфере и мезосфере получают с помощью 1) лидарных установок; 2) радиометрических приборов наземного и космического базирования; 3) оптических наблюдений свечения вращательных и колебательных полос нейтральных компонент, таких как  $O_2$ , OH и  $CO_2$ ; 4) информации о движениях в средней атмосфере, которая может быть получена по данным метеорных радаров, MST, MU и др.

### 2.2. Лидарные наблюдения температуры и ветра в средней атмосфере

Область высот 30–100 км — самая недоступная для получения экспериментальных данных о параметрах атмосферы, поскольку она недостижима для баллонов и спутников и, следовательно, возможны только дистанционные методы исследований. Один из таких методов — измерения  $T_n$ ,  $V_n$  и концентраций отдельных атмосферных составляющих с помощью лидара.

Лидарные измерения вертикального распределения температуры по молекулярному (или рэлеевскому) рассеянию света основаны на однозначной связи между коэффициентом обратного молекулярного рассеяния и плотностью атмосферы на определенной высоте. В состав лидарного комплекса входят передатчик (лазер с коллиматором), длина волны излучения которого может быть различной и приемно-регистрирующая система: телескоп Ньютона с диаметром главного зеркала от 1 до 2 м с фильтром, детектор и фото-умножитель (ФЭУ). При построении высотного профиля исследуемого параметра для накопления сигнала требуется некоторое время, которое возрастает по мере увеличения высоты и для высоты  $\sim 100$  км может составлять несколько минут. Разрешение по высоте зависит от длительности импульса лазера, времени интегрирования и может изменяться от нескольких сотен метров до 1 км. С помощью лидара можно проводить исследование временной и пространственной структуры  $T_n$ ,  $V_n$ , включая их волновые вариации, и концентрации

отдельных составляющих  $O_3$ ,  $Na$ ,  $Fe$  на высотах 90–100 км. Пример схемы лидара показан на рис. 7. Наиболее мощные лидары установлены в Аресибо (Пуэрто-Рико), в Гвал Пахари (в 25 км от Дели, Индия) и в Киото (Япония). В России имеются лидарные комплексы на Камчатке (ИКИР ДВО РАН), в Томске и в Москве.

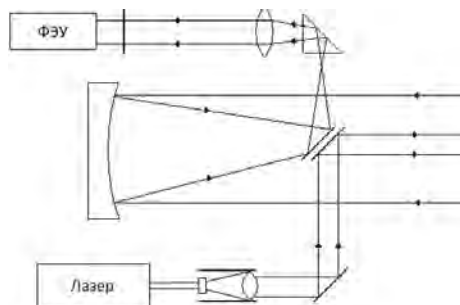


Рис. 7. Оптическая схема лидара с разделенными каналами приема-передачи (<http://all4study.ru/raznoe/lazernoe-zondirovanie-atmosfery.html>)

Рассмотрим примеры отдельных результатов, полученных с помощью лидаров. Так во время потепления в феврале 2007 г. были выполнены измерения температуры с помощью лидарной системы National Atmospheric Research Laboratory, Gadanki (13.5°N, 79.0°E), Индия [Guharay, Sekar, 2012]. Измерения проводились с 21 февраля по 06 марта 2007 г. Импульсное излучение выполнялось на длине волны 532 нм, накопление составляло 250 с, разрешение по высоте 300 м, точность измерений не хуже 10%. На рис. 8 показаны высотные профили средней зимней температуры, температуры для 28 февраля 2007 г. и разницы между ними, а также широтное распределение температуры и зональной скорости, взятое из базы данных NCEP для высоты 10 гПа (30 км) во время стратосферного потепления 28 февраля 2007 г. Данные NCEP/NCAR доступны на сайте ESRL (The Earth System Research Laboratory <http://www.esrl.noaa.gov/>) и включают в себя массивы данных о температуре, зональной и меридиональной скорости и производной давления по времени на определенных высотах.

Хорошо видно, что во время потепления температура на высоте верхней стратосферы (50 км) превышает средние значения в спокойных условиях примерно на 15 К. Выше, на высотах  $\sim 65$  км имеется второй максимум  $\sim 10$  К, а на больших высотах, в мезосфере, наблюдается охлаждение примерно на 10 К. Из приведенных данных NCEP видно, что в высоких широтах также наблюдается возрастание температуры во время потепления ( $\sim 55$  день). В то же время происходит изменение знака зональной скорости на этих же широтах, что указывает на изменение направления ветра в полярном вихре. Разрешение, с которым построены эти картинки, не позволяет увидеть какие-либо изменения в приэкваториальных широтах, что повышает значимость результатов, полученных с помощью лидара.

На рис. 9 показаны амплитуды планетарных волн с зональными числами  $s = 1$  и  $s = 2$ , полученными по данным NCEP для этого же периода. Из анализа рисунка видно, что планетарные волны с  $s = 1$  все время остаются в высоких широтах ( $> 70^\circ N$ ) и в полосе средних широт  $40\text{--}60^\circ$ , где наблюдаются максимальные амплитуды. В период потепления (выделен вертикальными линиями) наблюдается просачивание этих планетарных волн на низкие широты  $\sim 15^\circ N$ , но амплитуда волн при этом значительно уменьшается. Планетарные волны с  $s = 2$  имеют меньшую амплитуду, чем волны с  $s = 1$  на всех широтах даже во время потепления, а их просачивание

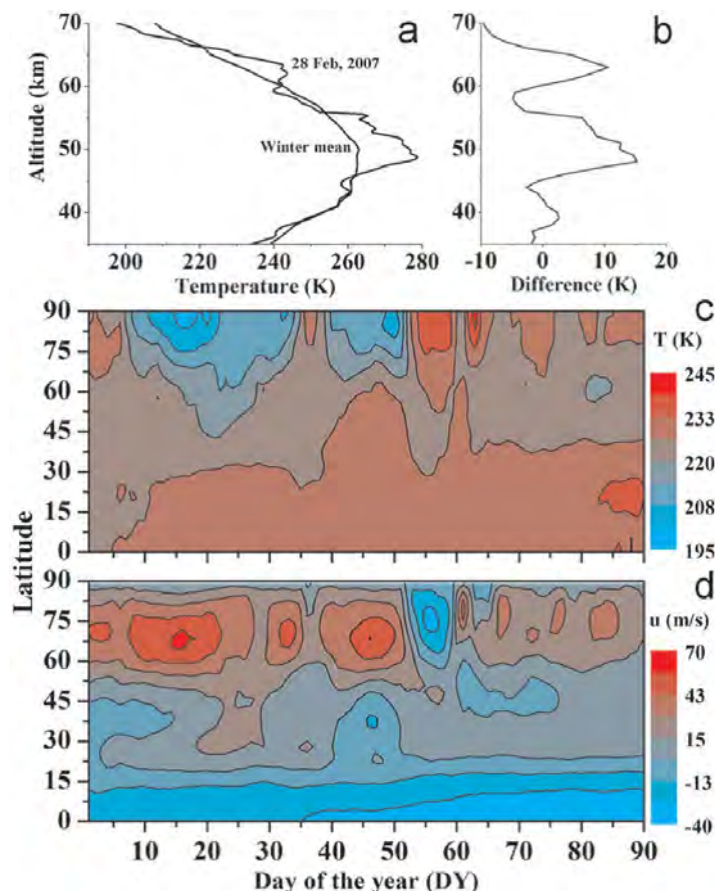


Рис. 8. Вертикальные профили ночных средних зимних значений  $T_n$  за период (1998–2007) и значений  $T_n$  для февраля 2007 г. (а), а также разности между ними по лидарным измерениям на станции Gadanki, Индия (б); широтное распределение  $T_n$  (с) и скорости зонального ветра (д) за 0–90 дней 2007 г. [Guharay, Sekar, 2012]

на низкие широты начинается несколько раньше и заканчивается на широтах  $\sim 20^\circ$ . В момент максимума потепления наблюдается обратное движение волн к средним широтам с максимумом амплитуды на широте  $50^\circ$  в 60-й день периода наблюдений. Таким образом, из представленных результатов вытекает, что во время потепления планетарные волны могут проникать на низкие широты, причем волны с малым зональным числом достигают более низких широт, чем волны с большими числами. Амплитуды волн в низких широтах значительно меньше, чем в высокоширотной области.

### 2.3. Радиометрические наблюдения атмосферных параметров

Метод микроволновой наземной радиометрии основан на измерениях вращательных спектров излучения малых газовых составляющих в диапазонах миллиметровых и субмиллиметровых волн. Микроволновые наблюдения слабо зависят от погодных условий и присутствия в атмосфере аэрозолей, а это является преимуществом по сравнению с наблюдениями в оптическом и инфракрасном диапазонах длин волн.

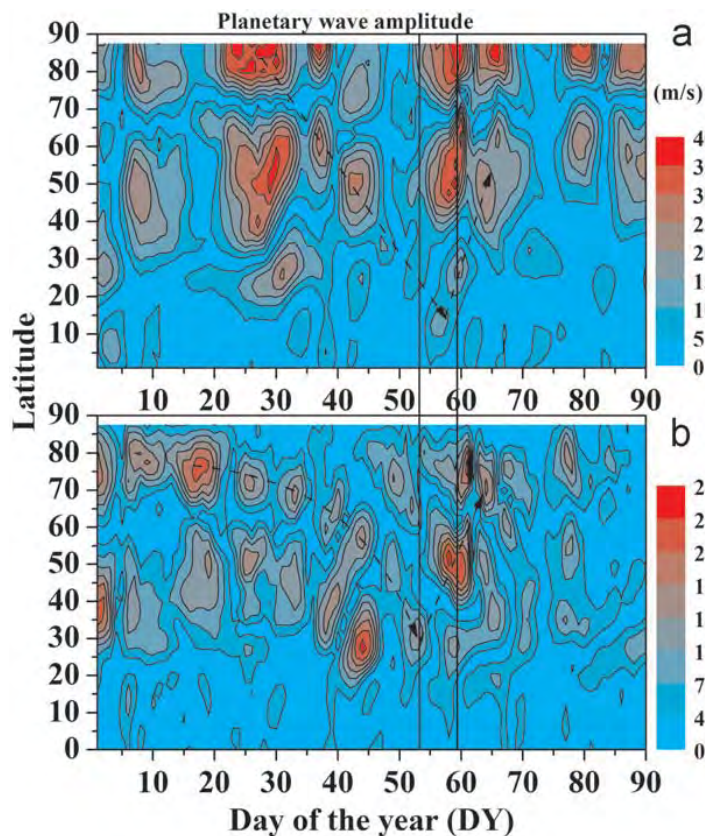


Рис. 9. Амплитуды планетарных волн с зональными числами  $s = 1$  (а) и  $s = 2$  (б), полученными по данным NCEP для периода 0–90 дней с начала 2007 г. Данные о температуре во время потепления, полученные на лидарной станции в Томске ( $56.5^\circ\text{N}$ ,  $85.0^\circ\text{E}$ ), представлены в работах [Маричев, 2011; Маричев, 2001], в которых подтверждаются основные особенности потеплений на высотах стратосферы в периоды 1996–2000 и 2008–2010 гг.

Кроме того, микроволновые наблюдения параметров стратосферы могут выполняться круглосуточно.

В табл. 1 указаны некоторые компоненты атмосферы и соответствующие им частоты для наблюдения в микроволновом диапазоне частот.

Таблица 1

Некоторые компоненты атмосферы и частоты их наблюдения в микроволновом диапазоне

$\text{N}_2$	226 ГГц	CO	230.5 ГГц
$\text{O}_2$	425 ГГц	O	234 ГГц
$\text{O}_3$	235 ГГц	$\text{N}_2\text{O}$	251 ГГц

В последние годы удалось сделать существенный шаг вперед на пути создания мобильных микроволновых спектрометров нового поколения. По мере развития спутниковых наблюдений атмосферных параметров микроволновые спектрометры стали устанавливать на спутниковых платформах. Один из таких спутников — спутник Aura с прибором MLS (Microwave Limb Sounder), данные которого можно найти



на сайте <http://disc.sci.gsfc.nasa.gov/Aura/>. Кроме MLS, спутник Aura оборудован прибором OMI (Ozone Monitoring Instrument) для непрерывных наблюдений за общим содержанием  $O_3$  на высотах стратосферы. Общий вид спутника Aura показан на рис. 10. В правой части рисунка показан микроволновый спектрометр MLS, занимающий значительный объем спутника.

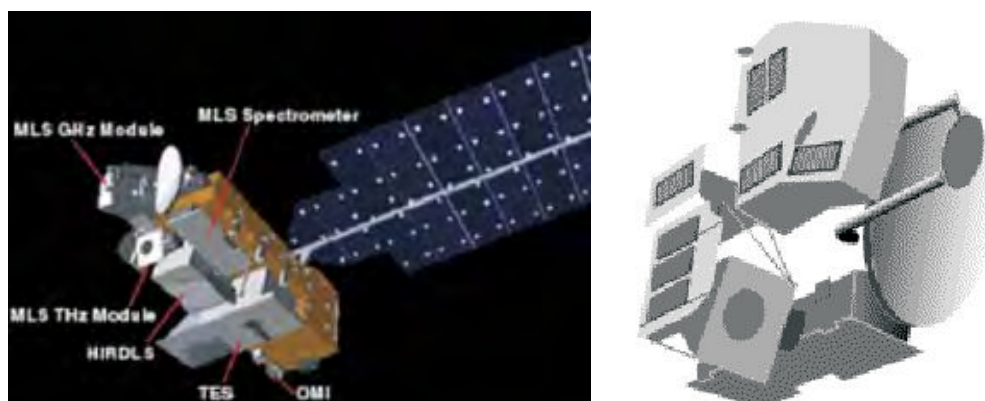


Рис. 10. Общий вид спутника Aura (слева) и спектрометр MLS (справа) ([http://www.eoportal.org/directory/pres\\_AuraMissionEOSChem1.html](http://www.eoportal.org/directory/pres_AuraMissionEOSChem1.html))

Спутник имеет солнечно-синхронную орбиту с периодом обращения порядка 100 мин ( $\sim 15$  пролетов в сутки) и высотой 705 км и входит в систему спутников глобального наблюдения околоземной среды GOS (Global Observing System) (см. рис. 11). Вертикальные профили измеряются с интервалом 25 с через каждые  $1.5^\circ$  ( $\sim 165$  км) вдоль орбиты. Ширина захвата составляет несколько сотен километров на поверхности Земли. Прибор MLS сканирует земной лимб в направлении полета, регистрируя эмиссии в пяти полосах спектра (118, 190, 240, 640 ГГц и 2.5 ТГц).

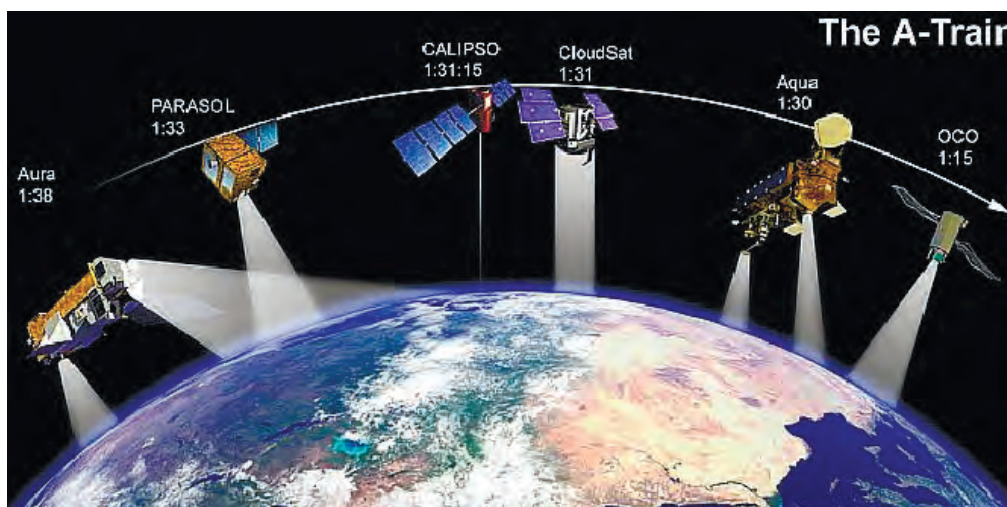


Рис. 11. Иллюстрация положения спутника Aura в системе спутников глобального наблюдения околоземной среды GOS (Global Observing System)

Последняя линия определяется с помощью лазерного зондирования. Полученные данные используются для восстановления высотного профиля концентраций химических компонент. Температура рассчитывается по измерениям спектра уходящего теплового излучения системы Земля–атмосфера по полосам поглощения определенных газов. Данные по температуре представлены в виде высотных профилей на высотах 10–92 км. Точность измерения температуры составляет примерно  $1^\circ$  для высот 10–80 км и  $2^\circ$  ниже 10 км и выше 80 км [Schwartz et al., 2008]. Примеры наблюдений температуры по данным MLS Aura показаны на рис. 12 и в последующих разделах.

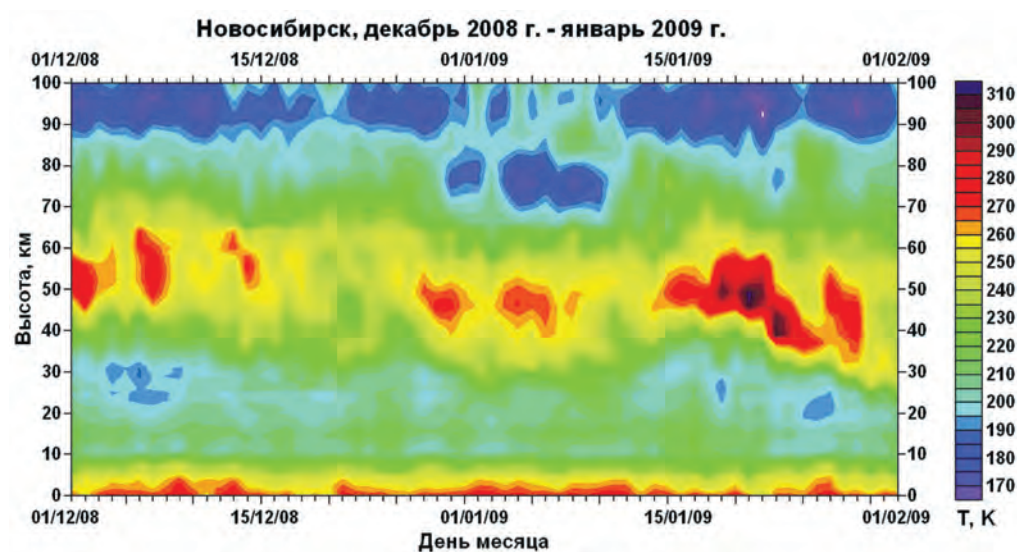


Рис. 12. Высотно-временные вариации температуры атмосферы над Новосибирском по спутниковым данным MLS Aura во время зимы 2008–2009 г. [Шпынев и др., 2013]

На рисунке хорошо видно, что, начиная с 22 января 2009 г., температура стратосферы резко увеличилась, и это повышение держалось несколько дней до конца января. Во время этого потепления высота стратосферы понизилась с 50 до 40 км. Небольшие потепления возникали и в начале января 2009 г., но повышение температуры при этом было незначительным.

#### 2.4. Спектрометрические измерения параметров средней атмосферы

Широкое распространение получили спектрометры оптического диапазона наземного базирования, основанные на построении спектров с помощью интерференционного фильтра с последующей цифровой обработкой интерференционных полос. На рис. 13 показан пример такого спектрометра, разработанного бразильскими учеными для наблюдения температуры в стратосфере и мезосфере FotAntar-3. Температура атмосферы вычисляется по вращательно-колебательным температурам молекул  $O_2$  и OH. Различные уровни излучения возбужденных молекул лежат в интервале длин волн 838–848 нм. Пример спектрограммы представлен на рис. 14 для вращательных уровней OH.

На многих станциях атмосферных исследований установлены 2-х каналные спектрометры, разработанные в Канаде — SATI (Spectral Airglow Temperature Imager). Эти приборы в настоящее время работают в Канаде (Eugene,  $80^\circ N$ ,  $86^\circ W$ ), Испании



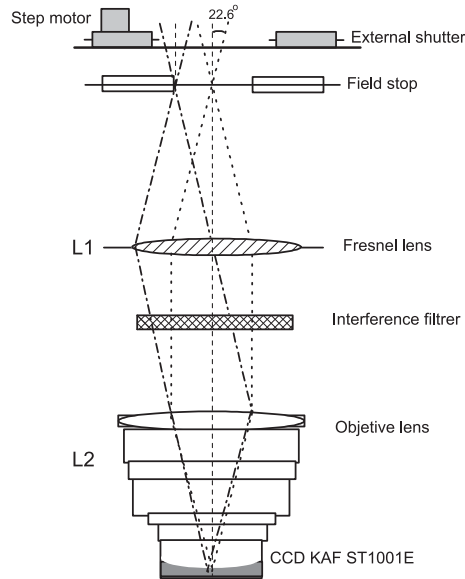


Рис. 13. Оптическая схема спектрометра для определения температуры в мезосфере по излучениям вращательных полос  $O_2$  или  $OH$  FotAntar-3 [Bageston et al., 2007]

(Sierra Nevada,  $37^\circ N$ ,  $3^\circ W$ ) и др. Бразильский и канадский спектрометры построены на одном и том же принципе и отличаются числом каналов (FotAntar-3 — 3 канала, SATI — 2 канала), углом обзора и рядом конструктивных особенностей. Точность измерений примерно одинакова и составляет  $\sim 2^\circ$ , временное разрешение около 2 мин., высотная область имеет протяженность порядка 8 км, средняя высота при определении температуры по  $O_2$  — 94 км, а по  $OH$  — 87 км. Использование других интерференционных фильтров позволяет определять концентрации малых атмосферных компонент  $CO_2$ ,  $NO_2$ ,  $O_3$ . В России разработаны аналогичные спектрометры,

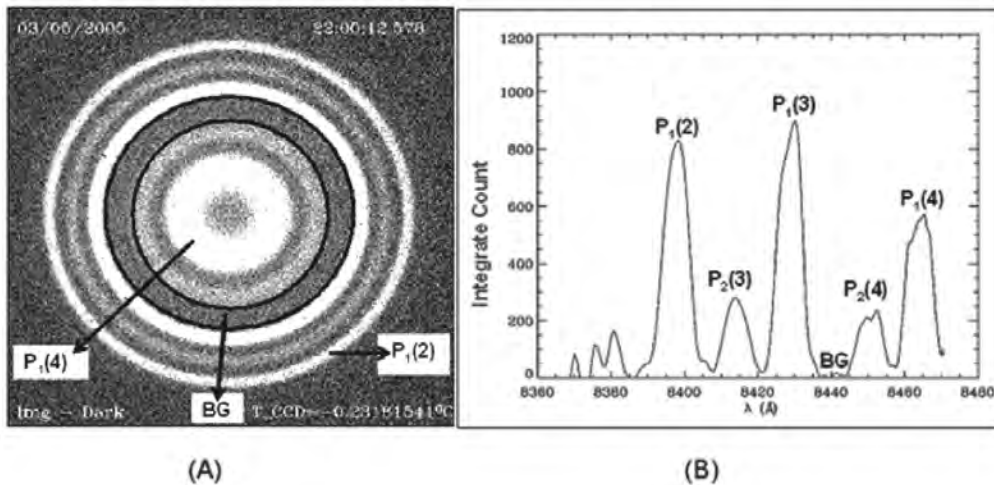


Рис. 14. Спектр интенсивности для  $OH$  полученный интерферометром FotAntar-3 [Bageston et al., 2007]

например, САТИ-1М (спектрометр для атмосферных исследований), который построен на тех же принципах, что и упомянутые выше и имеет аналогичные параметры при измерении  $T_n$  на высотах стратосферы и мезосферы. Такие приборы работают в Звенигороде (55.7°N, 36.8°E), Иркутске (52°N, 104°E) и других атмосферных обсерваториях.

### 2.5. Радарные наблюдения движений атмосферы в стратосфере и мезосфере

Радары нижней части ВЧ диапазона применяют для зондирования как нижней атмосферы, так и ионосферы на высотах 60–100 км. С помощью эффекта частичного (френелевского) отражения измеряются концентрация электронов и частоты столкновений плазмы. Метод разнесенного приема при этом позволяет изучать ветровые и волновые движения [Куницын, Терещенко, 1991], а также турбулентность мезосферы и нижней термосферы.

Метод радаров MST (Mesosphere, Stratosphere, Termosphere) очень бурно развивался в последние 20 лет и внес огромный вклад в изучение структуры и динамики мезосферы, стратосферы и тропосферы. Своим открытием он обязан радарам некогерентного рассеяния (РНР), так как именно с помощью РНР Хикамарка (Перу) были обнаружены радиоэхо от средней атмосферы [Gage, Balsley, 1980]. MST радары развивались на основе техники РНР и доплеровских атмосферных радаров [Rottger, 1997]. Для зондирования используются эффекты рассеяния и частичного отражения на флуктуациях атмосферного показателя преломления, который, как известно, определяется в атмосфере по следующей формуле:

$$N = 77.6 \frac{p}{T} + 3.73 \times 10^5 \frac{\delta}{T^2} + 4.03 \times 10^7 \frac{N_e}{f},$$

где  $p$  — давление [гПа],  $T$  — температура атмосферы [К],  $\delta$  — парциальное давление водяных паров,  $N_e$  — концентрация электронов [ $\text{м}^{-3}$ ],  $f$  — частота радиоволны [Гц]. Из формулы видно, что флуктуации показателя преломления при распространении радиоволн могут возникать из-за вариаций всех параметров, характеризующих нейтральную атмосферу.

Развитию методов и средств измерений, анализу результатов исследований с помощью MST радаров посвящено большое число работ [Karashtin et al., 1997; Hocking, 1997].

Построено более 20 MST и ST радаров в СВЧ и УВЧ диапазонах волн, хотя наиболее предпочтителен диапазон 45–55 МГц. В режиме MST эпизодически работает ряд РНР. MST радары — это сложные и дорогостоящие установки с большим энергетическим потенциалом (мощность  $\sim 1$  МВт, коэффициентом усиления антенны  $> 30$  дБ), высокой чувствительностью, современными системами управления и обработки данных [Franke, 1990; Kudeki, Woodman, 1990; Liu et al., 1990]. Наиболее мощные системы — Хикамарка (Перу), Национальный MST радар (Индия) и MU радар (Япония), имеющие самые широкие возможности [Fukao et al., 1985; Guhara, Sekar, 2012].

Основные измеряемые характеристики — мощность, доплеровский сдвиг и ширина спектра сигналов, анизотропия рассеивающих турбулентных слоев. С их помощью определяют скорость и параметры турбулентности (сечение рассеяния зависит от интенсивности турбулентности и градиентов неоднородностей, ширина спектра — от коэффициента турбулентной диффузии). Пространственно-временные распределения вектора скорости дают информацию для изучения среднего ветра, долгопериодных волн, приливов, гравитационных волн. Результаты, полученные с помощью MST радаров, оказались весьма полезными для изучения взаимодействия средней атмосферы с термосферой и ионосферой. На рис. 15 показаны примеры антенных полей MST

радаров в Англии и Норвегии. Такие поля состоят из нескольких сотен полуволновых вибраторов, сфазированных между собой и запитанных от нескольких когерентных передатчиков.



Рис. 15. Антенные поля MST радаров в Англии (слева) и в Норвегии на острове Андøя (69°N, 16°E) (справа)

## 2.6. Радарные наблюдения ионосферных параметров

Определяющую роль в наблюдениях ионосферы играют радары с высоким энергетическим потенциалом, обеспечивающим необходимый уровень сигнала, рассеянного на слабых флуктуациях. Основные методы — метод некогерентного рассеяния радиоволн (НР), который применяется для диагностики ионосферы и термосферы, и метод MST для исследования средней атмосферы.

Ниже мы дадим краткую характеристику этих методов, уделив большее внимание методу НР, и в общих чертах опишем наиболее известные радары, предназначенные для исследования ионосферных параметров. Метод дает возможность измерить следующие параметры ионосферной плазмы: электронную концентрацию  $N_e$ , электронную и ионную температуры  $T_e$  и  $T_i$ , скорость дрейфа плазмы как целого  $V_d$ . Эти параметры являются «стандартными» при измерениях методом НР, и их обычно называют базовыми. Помимо них можно также измерять частоту столкновений ионов с нейтралами на высотах ниже 120 км, а также оценить относительный ионный состав на высотах 120–250 км ( $[\text{NO}^+$ ,  $\text{O}_2^+$ ],  $[\text{O}^+]$ ) [Lathuillere et al., 1986] и выше 500 км ( $[\text{H}^+]$ ,  $[\text{He}^+]$ ) [Erickson, Swartz, 1994].

Используя базовые параметры, можно найти другие параметры ионосферы и термосферы с помощью дополнительных предположений, физических моделей, численного моделирования и независимых измерений посредством других инструментов. Такими параметрами являются: электрическое поле в  $F$  слое, скорость нейтрального ветра на высотах  $E$  слоя и  $D$  слоя, температура нейтральной компоненты, проводимость  $E$  слоя, коэффициенты рекомбинации, спектр энергии выпадающих частиц, продольные токи, потоки ионов и др. [Schlegel, 1997].

Радары некогерентного рассеяния обладают более широкими диагностическими возможностями, чем радары когерентного рассеяния (КР), так как имеют высокое разрешение и измеряют полные доплеровские спектры.

Высокое пространственное и временное разрешение радаров НР дает возможность эффективно исследовать перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ) и акустико-гравитационные волны (АГВ) [Kirchengast et al., 1995; Oliver et al., 1997; Galushko et al., 1998; Salah et al., 1991; Djuth et al., 1997], приливные колебания и планетарные волны [Salah et al., 1991; Mikhailov, Förster, 1999], на основе выделения вариаций параметров ионосферы, имеющих вид волновых возмущений. Специальные высокоточные методики позволяют измерять малые колебания ионо-

сферной плазмы, обусловленные воздействием снизу атмосферных волн [Ratovsky et al., 2008; Медведев и др., 2009; Medvedev et al., 2013]. Радары НР играют важнейшую роль в исследованиях отклика системы термосфера/ионосфера на геомагнитные бури — одной из центральных проблем солнечно-земной физики. Их широкие диагностические возможности позволяют одновременно проводить диагностику возмущений структуры, динамического и теплового режимов ионосферы и термосферы. На основе длинных рядов данных НР разработаны различные модели, например, международная модель нейтральной атмосферы MSIS [Hedin, 1991]. Основные параметры наиболее известных радаров НР представлены в табл. 2.

Радар Хикамарка играет ведущую роль в исследованиях экваториальных неоднородностей Еслоя, так как он расположен под экваториальным электроджетом, и луч антенны направлен почти перпендикулярно магнитному полю [Reinisch, 1986].

Радар Аресибо используется для определения характеристик ионосферы. Он является частью цепочки радаров НР, работающих в рамках программы изучения верхних слоев атмосферы Национального научного фонда (США), тесно связанных с програм-

Таблица 2

Основные данные и параметры радаров НР

Местоположение	Принадлежность	Координаты	Антенна	Частота, МГц	Мощность МВт
Хикамарка (Jicamarca)	США (Перу)	11.95°N, 283.13°E	Вибраторная решетка, 290 м × 290 м	50	4
Аресибо (Arecibo)	США (Пуэрто-Рико)	18.34°N, 293.24°E	Зенитный сфероид, диаметр 300 м	430	2.5
Милстоун Хил (Millstone Hill)	США	42.61°N, 88.50°W	Зенитный парабоид, 68 м	440	3
Сондрестром (Sondrestrom)	США (Гренландия)	67.00°N, 309.00°E	Полноповоротный парабоид, 32 м	1295	5
Тромсе EISCAT (Troms)	Норвегия	69.58°N, 19.21°E	Параболический цилиндр, 120 м × 40 м	224	3
Свалбард EISCAT (Svalbard)	Шпицберген Швеция	78.09°N, 16.02°E	Полноповоротный парабоид, 32 м	500	2
Харьков (Kharkiv)	Украина	50.00°N, 36.20°E	Зенитный парабоид, 100 м	150	3
Иркутск (Irkutsk)	Россия	52.17°N, 104.45°E	Секториальный рупор, 246 м × 12.5 м	154	3
MU, Киото RISH Kyoto	Япония	34,5°N, 136°E	Фазированная антенная решетка, 103 м	46.5	1

Примечание: в Международную ассоциацию EISCAT (European Incoherent SCATter) входят: Англия, Германия, Норвегия, Франция, Финляндия, Швеция и Япония.

мой CEDAR и Национальной программой по космической погоде. Цепочка радаров часто работает совместно с радаром EISCAT и США, а также многими другими приборами и инструментами. Радар Аресибо чрезвычайно мощный и чувствительный, что позволяет делать очень точные измерения многих параметров ионосферы, например, измерения гелиевого слоя и одновременные измерения температур двух различных ионов.

Радары EISCAT также исследуют особенности рассеяния в E слое [Kofnán, 1997], но их возможности ограничены из-за закрытия рельефом местности направления, перпендикулярного магнитному полю.

Радар HP Миллстоун Хилл расположен в среднеширотной зоне и проводит наблюдения когерентных эхо под низкими углами возвышения, на дальностях до 850 км. Он имеет большой динамический диапазон (90 дБ) и высокую чувствительность, разрешение по дальности (6 км), углам ( $1^\circ$ ) и времени (10 с), что позволяет измерять с высоким разрешением вариации мощности, скорости движения и спектры в зависимости от дальности, времени и ракурсного угла. При этом можно практически одновременно получать данные в режимах HP и KP. Такие измерения дают возможность изучать тонкую структуру распределений неоднородностей и их связь с геофизическими параметрами.

Высокая чувствительность Иркутского радара HP позволяет нижними боковыми лепестками антенны принимать когерентные эхо в средних широтах во время мощных геомагнитных бурь [Жеребцов и др., 2002], измерять с высоким разрешением пространственно-временные распределения параметров эхо. Исследование таких явлений в средних широтах вызывает особый интерес при изучении эффектов космической погоды.

Антенны радаров некогерентного рассеяния в Миллстоун Хилл, Сондрестром и Иркутске, показанные на рис. 16, взяты с сайтов этих обсерваторий. В этом разделе использовались материалы описательного характера из работы [Потехин, 2002].

Основные параметры наиболее результативных действующих станций некогерентного рассеяния приведены в табл. 2, а расположение этих станций на мировой карте показано на рис. 17.



Рис. 16. Антенные системы радаров HP в Millstone Hill (вверху), Сондрестром (внизу слева) и в Иркутске (внизу справа)





Рис. 17. Современная мировая сеть радаров некогерентного рассеяния (из [Медведев, 2011])

### 2.7. Основные экспериментальные особенности стратосферного потепления 2009 г.

Стратосферное потепление 2009 г. представляет собой наиболее сильное SSW событие, вызвавшее заметные изменения среды на разных высотах. Для исследования его эффектов были использованы все современные экспериментальные методы. Основные особенности SSW 2009 были рассмотрены в недавних публикациях [Martineau, Son, 2010; Kuttippurath, Nikulin, 2012]. Мартине и Сон [Martineau, Son, 2010] рассмотрели эволюцию температуры в полярной шапке на высоте до 10 гПа и обнаружили хорошее согласие между всеми наборами экспериментальных данных. Однако подъем стратоспаузы на этапе восстановления не был обнаружен, возможно, из-за отсутствия данных по верхней стратосфере/нижней мезосфере.

На рис. 18 показана эволюция долгоотно-средненной зональной скорости ветра на широте  $60^\circ\text{N}$  и температуры, усредненной в области широт полярной шапки ( $60^\circ\text{--}90^\circ\text{N}$ ) с 1 января по 28 февраля 2009 г. Эти данные получены [Rienecker et al., 2011] в результате обработки эксперимента MERRA.

Хорошо видны все особенности внезапных стратосферных потеплений. С началом SSW усредненная по долготам зональная скорость в верхней стратосфере превысила 80 м/с. Последовавшие затем волновые движения исказили форму циркумполярного вихря и сдвинули его от полюса (см. рис. 3). Полярная шапка нагрелась на всех высотах в интервале 20–65 км, но наиболее сильное потепление (до 60 К) произошло в верхней стратосфере на высоте  $\sim 45$  км, что привело к опусканию стратоспаузы.

В дальнейшем измерения температуры на мезосферных высотах проводились, в основном, с помощью оптических наблюдений. Основной массив данных по температуре на высотах MLT получены по измерениям свечения ОН и  $\text{O}_2$  на высотах  $\sim 87$  и  $\sim 94$  км соответственно. Такие измерения ведутся уже в течение нескольких десятилетий в различных точках Земли и носят регулярный характер.

Как ранние, так и более поздние оптические измерения показывают, что во время SSW обычно происходит охлаждение высокоширотной мезосферы [Gregory, Manson,

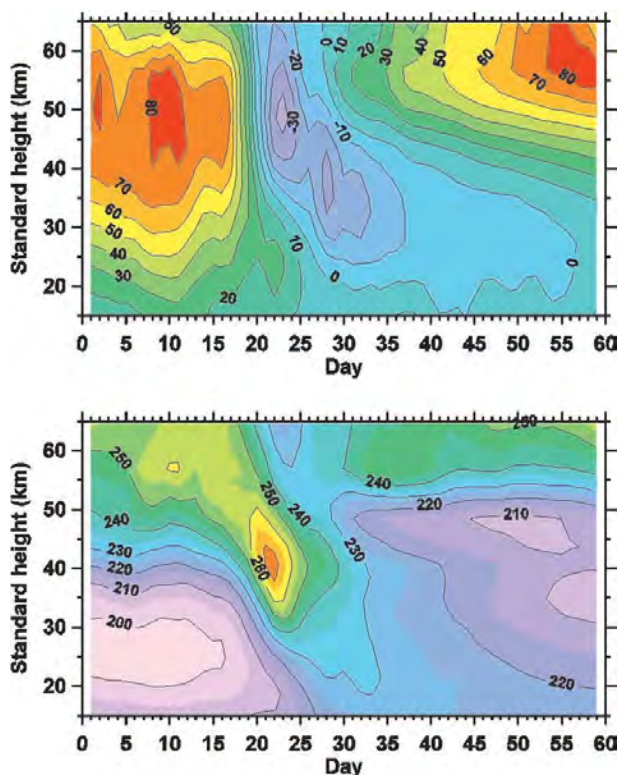


Рис. 18. Эволюция долготно-осредненной зональной скорости ветра на широте  $60^{\circ}\text{N}$  (верхняя панель) и температуры, усредненной в области широт полярной шапки ( $60^{\circ}\text{--}90^{\circ}\text{N}$ ) (нижняя панель), как функция высоты и дня от начала 2009 г.

1975; Myrab et al., 1984; Whiteway, Carswell, 2004; Walterscheid et al., 2000; Cho et al., 2004; Гаврильева и др., 2011].

Обычно во время SSW температура  $\text{O}_2$  изменяется в противофазе с температурой ОН, т. е. происходит нагрев нижней термосферы. Однако в некоторых случаях, вариации температуры  $\text{O}_2$  и ОН происходят синфазно [Cho et al., 2004].

Сложность интерпретации оптических наблюдений состоит в том, что при наземных измерениях вращательных температур ОН и  $\text{O}_2$  по эмиссиям свечения ночного неба отсутствует информация о вариациях высоты и формы эмиссионного слоя [Гаврильева и др., 2011], которые могут сильно изменяться во время прохождения волновых возмущений. В работе [Winick et al., 2009] показано, что при сильном SSW изменения высоты слоя могут достигать 10 км, а изменения температуры  $\sim 90$  К. По-видимому, именно с этим связаны противоречивые данные о корреляции температуры в MLT во время SSW.

В последние годы измерения температуры активно проводились с помощью аппаратуры, установленной на спутниках. В частности, с 2002 г. проводятся измерения температуры радиометром SABER, установленным на спутнике TIMED. SABER обеспечивает высокое разрешение ( $\sim 2$  км) вертикального профиля температуры в области высот от 10 до 120 км. С помощью зонда Microwave Limb Sounder (MLS), установленного на спутнике Aura, с 2004 г. также проводятся измерения температуры в диапазоне высот 8–97 км.



В целом, спутниковые данные подтвердили классические результаты поведения температуры во время SSW — нагрев в стратосфере, охлаждение в мезосфере и снова нагрев в нижней термосфере. При этом, процессы начинаются в нижних слоях и с небольшой задержкой (до нескольких часов) распространяются вверх [Siskind et al., 2005; Medvedeva et al., 2012].

Из рис. 19 и 20 хорошо виден противофазный ход температур на высотах стратосферы (10 гПа) и мезосферы (0.1 гПа и 0.01 гПа) во время SSW 2002 и 2010 гг. На больших высотах, согласно [Siskind et al., 2005], температура хорошо коррелирует с температурой в стратосфере.

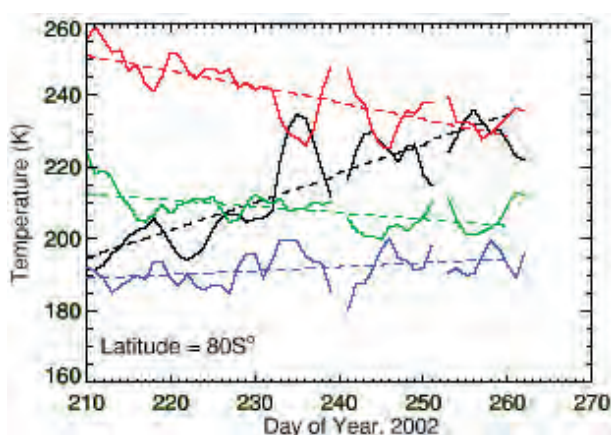


Рис. 19. Временные вариации долготно-осредненной температуры, полученной на спутнике SABER в южном полушарии во время зимы 2002 г. на 4-х уровнях давления. Штриховые линии показывают тренды температуры на выбранных высотах за рассматриваемый период. Красная кривая соответствует высоте 0.1 гПа, зеленая — 0.01 гПа, голубая —  $10^{-3}$  гПа, черная — 10 гПа [Siskind et al., 2005]

В то же время, анализ спутниковых данных позволил получить новую информацию о том, какие изменения происходят в мезосфере во время стратосферных потеплений. Так, в работе [Manney et al., 2009] проанализированы данные Aura MLS, а в работе [Kurihara et al., 2010] использовались данные наземных радарных измерений для получения данных о циркуляции во время сильного потепления 2009 г. В обеих работах отмечается, что за неделю до изменения стратосферной циркуляции в высоких широтах северного полушария происходило изменение направления мезосферной циркуляции.

На рис. 21 слева показано высотное распределение температуры в течение 10 дней 2002 г., когда наблюдалось стратосферное потепление в южном полушарии зимой. Видно, что в момент потепления (236 день), температура возрастает примерно на 15 К на высоте 30 км. В области высот 55–65 км  $T_n$  уменьшается на 20 К и снова увеличивается на высотах нижней термосферы (выше 85 км). На правой панели представлены долготные вариации отклонений  $T_n$  от невозмущенных значений. Из рисунка следует, что в области стратосферы доминирует планетарная волна с зональным числом  $s = 1$  с максимумом на долготе  $150^\circ\text{E}$  и минимумом на  $\sim 330^\circ\text{E}$ . На больших высотах фаза волны в долготном направлении меняется на  $180^\circ$ , что может указывать на вертикальную структуру планетарных волн. Это подтверждается довольно регулярной вертикальной структурой с длиной волны  $\sim 35$  км.

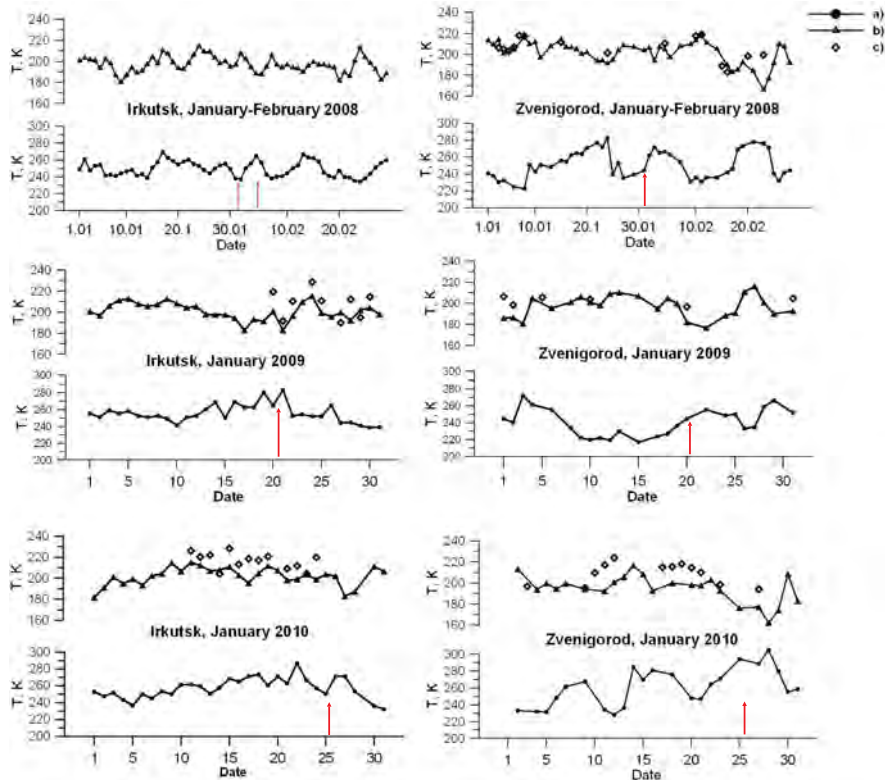


Рис. 20. Вариации температуры на различных высотах  $T_n$  стратосферы, усредненная для высот 39–49 км (MLS AURA) (a); усредненная  $T_n$  на мезопаузе (~ 84 –88 км, MLS AURA) (b); температура, полученная по наземным наблюдениям ОН (~ 87 км) (c). Стрелками отмечено начало стратосферного потепления [Medvedeva et al., 2012]

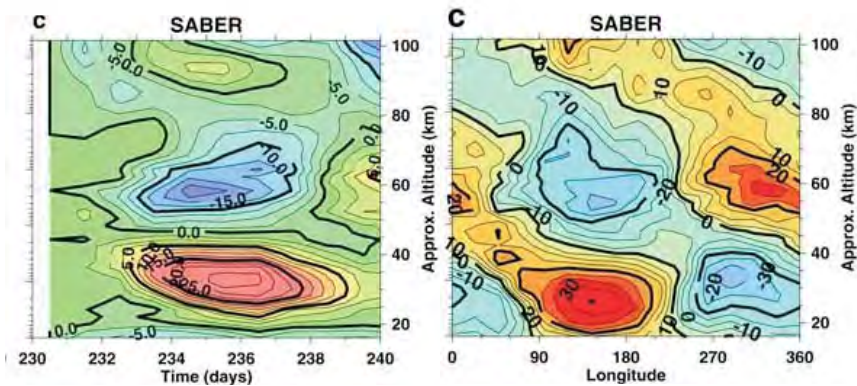


Рис. 21. По данным SABER зонально-средненные изменения температуры (K) как функция времени (18–28 августа 2002 г.) и высоты на 80°S (слева) и отклонения температуры от зонально-средненных значений (K) на 60°S (среднее в интервале 55–65°S) как функция долготы и высоты за 23 августа 2002 г. (справа) [Coy et al., 2005]

## 2.8. Возможные механизмы формирования эффектов SSW в области мезосфера-нижняя термосфера (MLT)

Как уже отмечалось, планетарные волны, ответственные за формирование стратосферных потеплений, не могут непосредственно проникать в мезосферу и нижнюю термосферу. Однако квазистационарные планетарные волны регулярно наблюдаются в мезосфере во время стратосферных потеплений. Ключевая роль в формировании эффекта SSW в мезосфере и термосфере, по-видимому, принадлежит внутренним гравитационным волнам (ВГВ).

Еще в первых работах, посвященных изучению SSW, обращалось внимание на образование во время потепления на высотах стратосферы критических слоев (областей, где скорость ветра сравнивается с фазовой скоростью ВГВ), которые могут блокировать распространение ВГВ в мезосферу, и, как следствие, уменьшать приток энергии, что приводит к охлаждению мезосферы.

Смит [Smith, 1997a; Smith, 1997b; Smith, 1996] проанализировал данные измерений, выполненных на спутнике UARS, и показал существование долготной асимметрии потока ВГВ, которая может стимулировать образование планетарных волн на мезосферных высотах.

В работе [Wang, Alexander, 2009] авторы использовали данные спутников COSMIC и CHAMP для восстановления зимних температур 2007–2008 гг. Было обнаружено, что во время SSW амплитуда гравитационных волн в стратосфере усиливается, а в нижней мезосфере ослабляется. Усиление/ослабление амплитуды ВГВ соответствует нагреву/охлаждению в стратосфере/мезосфере.

В работах [Hoffmann, Jacobi, 2010] и [Hoffmann, 2011] авторы обратили внимание на универсальный механизм передачи «образа» планетарных возмущений в мезосфере и термосфере посредством модуляции пакета коротких ВГВ, распространяющихся от нижних слоев атмосферы вверх. Анализ энергетического потока гравитационных волн, полученных по результатам измерений SABER и MetO, а также модельных исследований, показали, что предлагаемый механизм может объяснить связь между крупномасштабными процессами в стратосфере и наблюдаемыми эффектами в мезосфере и термосфере во время SSW (рис. 22).

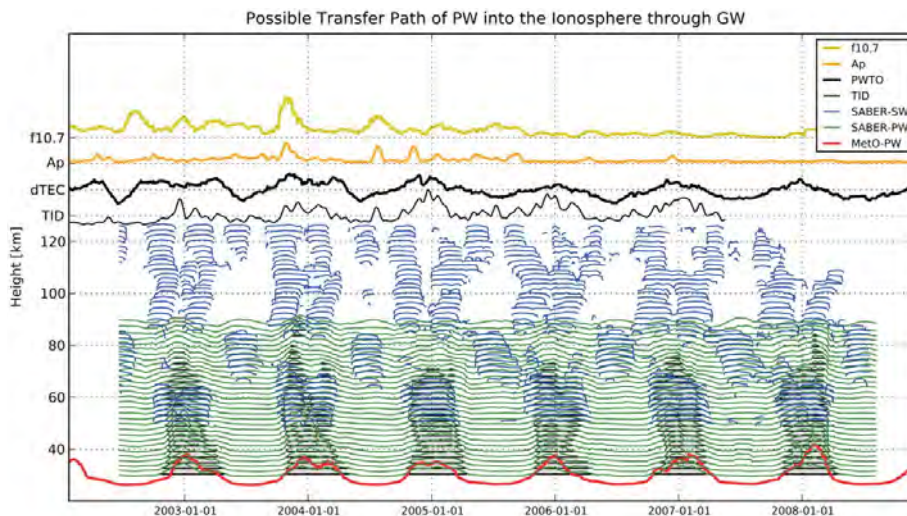


Рис. 22. Механизм передачи сигнала от стратосферных планетарных волн в ионосферу [Hoffmann, 2011]

Рис. 22 демонстрирует возможный способ передачи возмущения от планетарной волны. Красной линией показаны измерения полученные спутником MetO, зеленой — SABER, а поток энергии гравитационных волн — синей линией. Индекс перемещений PWTO, определенный из  $dTEC$  (черная полужирная линия) и TIDs (тонкая черная линия) показывает возможный отклик ионосферы на волновые процессы в атмосфере, возникающие в тропосфере и распространяющиеся до высот ионосферы. Возможные внешние воздействия на вариации ионосферных параметров могут быть оценены из стандартных отклонений от спокойных условий, рассчитанных для тех же солнечных и геомагнитных индексов (желтая и оранжевая линии).

Из рис. 21 видно, что планетарные волны, возникающие на высотах стратосферы, распространяются вверх и изменяют структуру полусуточных волн, приводя даже к образованию заметных приливов с периодом около 8 ч. Изменение динамической структуры ветров в нижней термосфере приводит к вариациям ионосферных параметров, таких как TEC. Заметим, что все эти процессы активизируются в северном полушарии зимой в период декабрь–январь каждого года, когда вероятность возникновения стратосферных потеплений максимальна.

### 3. Связь стратосфера–ионосфера во время SSW

В ионосфере Земли протекают сложные физические процессы, поэтому параметры ионосферы очень изменчивы. Существует три основных внешних источника изменчивости ионосферы от дня ко дню: 1) UV и EUV потоки солнечного излучения; 2) процессы взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли; 3) изменения нижней атмосферы. Большую часть ионосферной изменчивости можно объяснить такими мощными и относительно хорошо изученными управляющими механизмами как поток солнечного излучения и геомагнитная активность. Однако значительная часть ионосферной изменчивости (~ 20%) связана с процессами в нижней атмосфере [Forbes et al., 2000], что сравнимо со средней изменчивостью за счет геомагнитной активности [Rishbeth, Garriott, 1969]. Таким образом, понимание связи между стратосферой, мезосферой, термосферой и ионосферой имеет очень большое значение для прогнозирования состояния ионосферы и более глубокого понимания физики ионосферной плазмы. Внезапное стратосферное потепление (Sudden Stratospheric Warming — SSW) представляет собой наиболее драматическое метеорологическое явление в высокоширотной стратосфере, которое дает возможность понять связи средней атмосферы с ионосферой и ее влияние на последнюю. Наличие сильных SSW во время недавнего периода с чрезвычайно низким уровнем солнечной и геомагнитной активности (2007–2009 гг.) обеспечивает уникальные условия для изучения этого вопроса. Именно поэтому в последние годы исследования в этом направлении были наиболее интенсивными. Эти исследования отчетливо выявили большие возмущения ионной и электронной температуры, ионного дрейфа, электроджета и электронной плотности в ионосфере во время SSW явлений [Goncharenko, Zhang, 2008; Chau et al., 2009; Goncharenko et al., 2010a; Goncharenko et al., 2010b]. Мы проанализировали опубликованные результаты различных наземных (глобальная сеть ионозондов, радаров некогерентного рассеяния и GPS приемников) и спутниковых (прямые измерения и измерения радиозатменным методом) наблюдений, охватывающих различные регионы и годы. Здесь мы представляем краткий обзор экспериментальных исследований ионосферного отклика на SSW события. Также мы представляем и обсуждаем результаты моделирования (как наши, так и других авторов), полученные при исследовании этого вопроса.



### 3.1. D и E области и электродинамика ионосферы

Многие исследователи ранее предсказывали, а впоследствии это было подтверждено данными наблюдений, что сильные внезапные стратосферные потепления должны проявляться в нижней ионосфере (см., например, [Kazimirovsky, Kokourov, 1991] и ссылки в ней). Одна из первых попыток найти связь между стратосферой и ионосферой была осуществлена при исследовании влияния роста температуры стратосферы на уровне давления 10 мбар на поглощение радиоволн в *D* области ионосферы [Shapley, Beynon, 1965; Bossolasco, Elena, 1967]. Вначале большинство результатов исследований указывали на очень четкую положительную связь зимней аномалии в *D* области со стратосферным потеплением. Зимняя аномалия поглощения радиоволн в *D* области (60–85 км), которая возникает непосредственно благодаря значительному повышению электронной плотности, была важным нерешенным явлением в нижней ионосфере [Offermann, 1979]. Согласно [Arnold, Krankowsky, 1977], необходимыми условиями для наблюдаемого увеличения электронной плотности являются примерно десятикратное усиление такого источника ионообразования, как NO и рост температуры на несколько десятков градусов благодаря сильной температурной зависимости коэффициента образования кластерных ионов из молекулярных. Исследования [Kawahira, 1982], основанные на данных наблюдений зимней аномалии на средних широтах во время SSW, предоставили экспериментальное подтверждение того, что рост NO, вызываемый хорошо развитой планетарной ветровой волной, переносится из полярной области, где NO — наиболее распространенная атмосферная составляющая [Cravens, Stewart, 1978], и может приводить к нерегулярным особенностям зимней аномалии. Авторы работы [Rozanov et al., 2005] из долгосрочных сопоставлений  $A_p$  индекса и поглощения заметили, что зимняя аномалия имеет более тесную связь с SSW, чем с геомагнитными возмущениями. Кавахира [Kawahira, 1985] наблюдал значительное усиление поглощения в *D* области на средних широтах и уменьшение в высоких широтах во время SSW. Однако Лаштовичка [Лаштовичка, 1984] наблюдал уменьшение поглощения радиоволн на средних широтах и кратковременное разрушение зимней аномалии продолжительностью от нескольких дней до недели и более во время сильных SSW. В работе [Lastovička, de la Morena, 1987] было обнаружено, что поглощение радиоволн в нижней ионосфере реагирует на SSW явление в зависимости от географического положения. Два года спустя Панчева и Спассов [Pancheva, Spassov, 1989] исследовали влияние SSW на изменчивость *D* и *F* областей, анализируя поглощение радиоволн и данные зондирования ионосферы  $f_oF2$  соответственно. Авторы обнаружили отрицательные отклики обеих областей; обычно эффекты в *F* области отстают по времени на  $\sim 1$ –2 дня от эффектов в *D* области. По предположению [Lastovička et al., 1990] влияние внезапного стратосферного потепления на изменчивость *D* области ионосферы может зависеть от изменчивости меридионального ветра в *D* области.

Предположение о связи изменчивости E области ионосферы и полярной стратосферы было высказано много лет назад. Стенинг [Stening, 1977] предположил существование связи обратных экваториальных электроджетов (Counter Equatorial Electrojet — CEJ) со стратосферными потеплениями. Хотя морфологическое поведение CEJ хорошо известно (см. [Marriott et al., 1979; Onwumecheli, 1997] и ссылки в них), выявление причин и механизмов его формирования до сих пор остается нерешенной проблемой. В работе [Raghavarao, Anandarao, 1980] авторы предположили, что вертикальные ветры, связанные с гравитационными волнами могут генерировать CEJ. В работах [Marriott et al., 1979] и [Stening, 1989] был сделан вывод о том, что появление CEJ может быть следствием динамо эффектов глобальных изменений приливных ветров. В статье [Singh, Cole, 1987] авторы, воспользовавшись трехмер-

ной численной моделью, оценили роль приливных мод в появлении явлений EEJ. Растоги [Rastogi, 1999] предположил, что появление CEJ в спокойных условиях при низкой солнечной активности в зимние месяцы в северном полушарии вызывается изменениями ветровой системы в ионосфере, связанными с SSW. В работе [Stening et al., 1996] был сделан вывод о том, что появление CEJ в Индийском секторе северного полушария зимой было связано с обращением скорости ветра в верхней атмосфере с востока на запад на высоте 99 км над канадской среднеширотной станцией Saskatoon и вообще все это происходило в периоды SSW. В работе [Stening et al., 1997] посредством численного моделирования было показано, что амплитуды и фазы лунных приливов претерпевают большие изменения во время стратосферных потеплений. В статье [Sridharan et al., 2009] использовались измерения магнитного поля и мезосферного ветра в Индийском регионе, чтобы показать, что сильные SSW явления в высоких широтах северного полушария сопровождалось обращениями экваториального электроджета в послеполуденные часы, которые продолжались в течение нескольких дней. Некоторые события незначительного потепления для этих зим также были связаны с усилением депрессии величины EEJ во второй половине дня. Кроме того, авторы сделали вывод, что SSW события влияют на изменчивость CEJ день ото дня посредством усиления полусуточных приливов, амплитуды которых становятся сопоставимыми или даже больше амплитуд суточных приливов в эти дни. Об увеличении амплитуды полусуточных приливов в различных местах во время стратосферных потеплений ранее сообщалось в нескольких исследованиях [Bhattacharya et al., 2004; Hoffmann et al., 2007]. В работе [Fejer et al., 2010] авторы показали, что большие возмущения экваториального электроджета в периоды SSW были связаны с значительно усиливавшимися эффектами лунных полусуточных волн, тем не менее дополнительные приливные моды также могли играть важную роль во время SSW событий.

На рис. 23 показаны данные магнитометра для перуанского сектора (Хикамарка–Пиура) для зимних условий в северном полушарии 2003 г. во время SSW события. Как и в случае января 2008 г., отчетливо наблюдалась полусуточная картина. Кроме того такая картина смещалась со временем и формировалась через несколько 5–6 дней (см. рис. 24) после SSW максимума температуры. Воспользовавшись данными магнитометра в Индии и Индонезии и измерениями низкоорбитального спутника CHAMP, Фейер и др. [Fejer et al., 2010] обнаружили, что такая картина повторяется

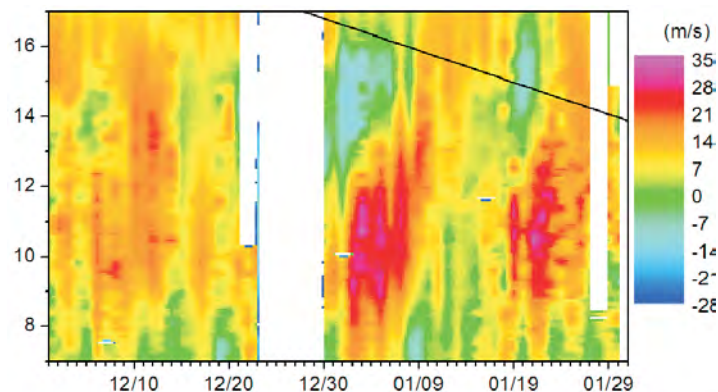


Рис. 23. Скорости вертикального дрейфа плазмы над Хикамарка, полученные по наблюдениям магнитного поля. Наклонная линия показывает охват местного времени спутника CHAMP [Fejer et al., 2010]

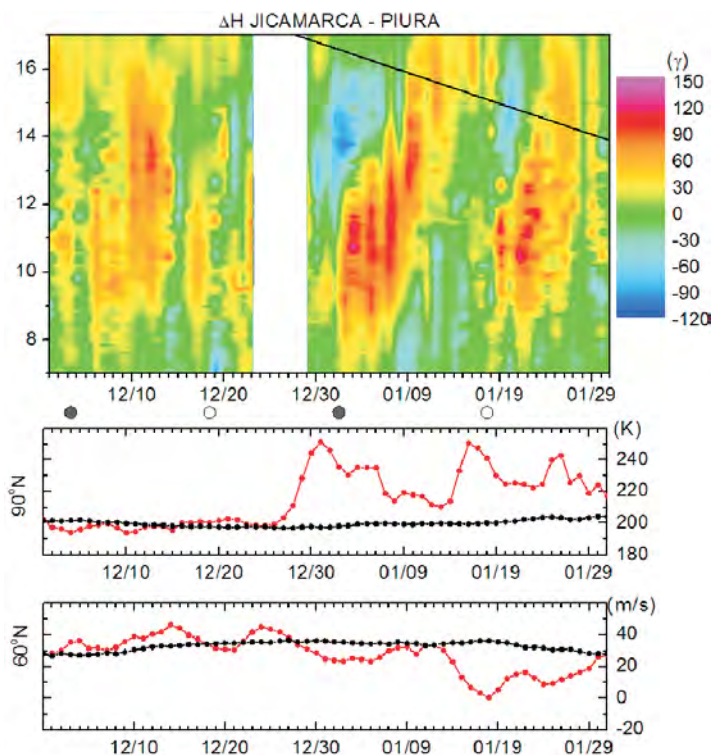


Рис. 24. Горизонтальное магнитное поле на экваторе в Перуанском секторе, высокоширотная зонально усредненная температура стратосферы и зональный ветер в декабре 2002 г. и в январе 2003 г. Дни новолуния и полнолуния обозначены светлыми и темными кружками, соответственно [Fejer et al., 2010]

на других долготах, но имеет место в различные моменты местного времени. Авторы связали наблюдавшиеся задержки и долготные различия с фазами Луны. Они сообщили, что долготная зависимость начала этих событий зимой в северном полушарии наблюдалась вблизи новолуния и полнолуния.

На рис. 24 показана интенсивность экваториального электроджета в перуанском секторе в период между 1 декабря 2002 г. и 29 января 2003 г. В этот период новолуние (темные кружки) имело место 4 декабря и 2 января, а полнолуние (светлые кружки) — 19 декабря и 18 января. После позднего начала потепления в декабре интенсивность электроджета сначала была ослаблена в течение двух дней, а затем, вблизи новолуния, внезапно развилась очень похожая картина многодневных возмущений с сильно возросшими утренним восточным и послеполуденным западным токами, которые систематически сдвигались на более позднее местное время. Сильные утренние обратные электроджеты наблюдались вблизи первой и последней четвертей месяца (10 и 25 января). Вначале появились и были самыми сильными в американском секторе утренние и послеполуденные возмущения токов, а затем развивались и были слабыми (в частности, во второй половине дня) возмущения в тихоокеанском секторе (см. данные для Индийского и Тихоокеанского секторов в [Fejer et al., 2010]). Похожие, но более слабые, возмущения токов возникли вблизи полнолуния после второго потепления, когда высокоширотные возмущения ветра



были даже больше. Эти возмущенные события отстоят друг от друга примерно на 14 дней, как и ожидается для лунных приливов два раза в месяц [Stening, 1989].

SSW событие обычно происходит после усиления планетарных волн. В работе [Vineeth et al., 2007] были проанализированы вариации дневной температуры на мезопаузе и интенсивность EEJ на геомагнитном экваторе в период с декабря 2005 г. по март 2006 г. и указали на возможную сильную динамическую взаимосвязь между двумя областями за счет интенсификации активности планетарных волн. В работе [Vineeth et al., 2009] авторы исследовали связанное с SSW событиями появление с 16-дневной квазипериодичностью обратного экваториального электроджета над Trivandrum. Они сообщили, что перед SSW на высоте примерно 30 км над Trivandrum имели место внезапное охлаждение и максимум интенсивности обратного электроджета. Кроме того, отмечалось, что во время SSW средний зональный ветер в стратосфере также выявлял характерную структуру. Был сделан вывод о том, что в нижних слоях атмосферы планетарные волны взаимодействуют с приливными модами, что приводит к появлению усиления обратного электроджета с периодами планетарных волн. В настоящее время принято считать, что активизирующиеся квазистационарные планетарные волны в периоды SSW событий могут взаимодействовать с приливами, приводя к большим изменениям приливов и, таким образом, к возмущениям средне- и низкоширотной ионосферы посредством динамо электрического поля, созданного возмущениями нейтрального ветра в  $E$  области ионосферы [Liu, Roble, 2002; Liu et al., 2010; Sridharan et al., 2009].

Наряду с откликом экваториального электроджета на SSW события, была отмечена связь этого атмосферного явления со значительной изменчивостью экваториального вертикального дрейфа плазмы (или экваториального зонального электрического поля). В работе [Chau et al., 2009] с помощью данных измерений радара HP на примере января 2008 г. впервые было показано, что дневной вертикальный дрейф плазмы над Хикамарка во время SSW события обладает особенными свойствами (см. рис. 25), о которых не упоминалось прежде: 1) существует четкое свидетельство усиления в вертикальном дрейфе плазмы полусуточной волны, которая сохраняется в течение нескольких дней, с амплитудами, значительно большими, чем обычные стандартные отклонения, 2) дрейф плазмы имеет наибольшую разницу в момент восхода солнца. В работе [Anderson, Araujo-Pradere, 2010] авторы, воспользовавшись данными магнитометров для определения скорости дрейфа, обнаружили, что полусуточная гармоника во время SSW событий в январе 2003 и 2004 гг. сначала появлялась в Перуанском секторе и 3 дня спустя в Филиппинском секторе. В обоих секторах, такая особенность  $E \times B$  дрейфа существовала в течение приблизительно 5 дней. О попытках модельно воспроизвести упомянутый выше электродинамический отклик сообщалось в работах ([Liu, Roble, 2002; Liu et al., 2010; Fuller-Rowell et al., 2010; Fuller-Rowell et al., 2011]). В работах [Liu et al., 2010; Goncharenko et al., 2010b], используя для расчетов модель TIME-GCM, было показано, что, принимая во внимание квазистационарную планетарную волну, можно вызвать большие изменения  $E \times B$  дрейфа ионосферной плазмы. Модельные расчеты с использованием TIME-GCM воспроизводят некоторые свойства, которые качественно похожи на наблюдения, такие как, например, усиление ионного дрейфа вверх/вниз утром/после полудня [Chau et al., 2009; Goncharenko et al., 2010a; Goncharenko et al., 2010b], но величина и время появления возмущений, полученных в модельных расчетах, значительно отличаются от данных наблюдений (см. рис. 26).

Модельные расчеты с совместным использованием моделей WAM и CTIPe (Coupled Thermosphere Ionosphere Plasmasphere electrodynamics) дали результаты более близкие по времени к экспериментальным данным [Fuller-Rowell et al., 2010]. Наконец, совсем недавно модель WAM была объединена с оперативной схемой

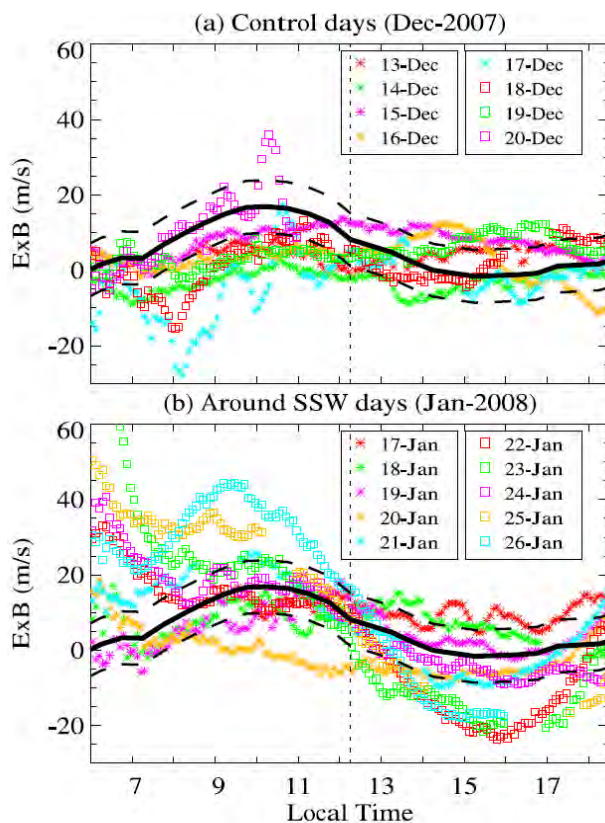


Рис. 25. Дневной вертикальный  $E \times B$  дрейф плазмы, измеренный над Хикамарка 13–20 декабря 2007 г. (контрольные дни) (a) и 17–26 января 2008 г. (дни SSW) (b), как функция местного времени. Данные для разных дней показаны различными символами и цветами. Ожидаемые средние значения и стандартные отклонения спокойных значений для того же сезона и аналогичных солнечных условий, полученные с использованием модели Scherliess-Fejer показаны черными сплошными и штриховыми кривыми соответственно [Chau et al., 2009]

ассимиляции данных для получения реалистичной динамики нижней и средней атмосферы [Wang et al., 2011; Fuller-Rowell et al., 2011], которая использовалась для управления моделью STIPe и получения отклика  $E \times B$  дрейфа ионосферной плазмы, согласующегося с наблюдениями (см. рис. 27).

Панчева и Мухтаров [Pancheva, Mukhtarov, 2011] предположили, что дополнительный ионосферный  $E \times B$  дрейф плазмы является откликом на SSW, главным образом, за счет эффекта возмущенной системы ветров в нижней термосфере, которая складывается из измененной циркуляции и усиливающихся мигрирующих и немигрирующих приливов и приводит к появлению необычного динамо электрического поля во время SSW. По их мнению, увеличение зонально усредненной температуры в нижней термосфере высоких широт, которое наблюдалось (см. [Funke et al., 2010]), и результаты численного моделирования которого были описаны в [Liu, Roble, 2002; Fuller-Rowell et al., 2010], может изменить дрейф плазмы на средних и низких широтах по аналогии с возмущенным динамо электрическим полем [Blanc, Richmond, 1980]. Возмущенное динамо электрическое поле в этом случае генерируется ветром

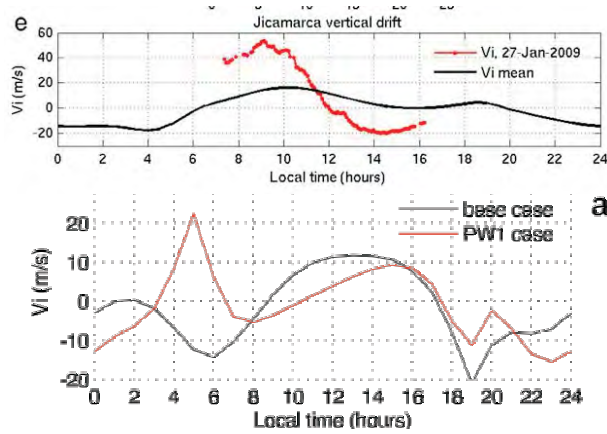


Рис. 26. Данные наблюдений РНР (вверху) и модельные предсказания (внизу) вертикального дрейфа над Хикамарка ( $12^{\circ}\text{S}$ ,  $75^{\circ}\text{W}$ ) на высотах 200–500 км над поверхностью Земли [Goncharenko et al., 2010b]. Черные линии представляют среднее поведение для зимнего сезона и низкой солнечной активности, а красные — данные наблюдений и результаты расчетов, полученные при моделировании планетарной волны, для 27 января 2009 г. во время SSW

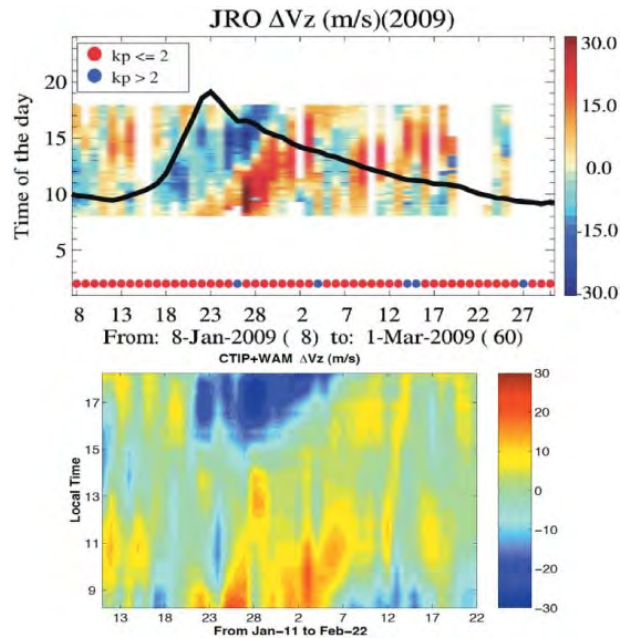


Рис. 27. Иллюстрация хорошего согласия между наблюдаемым и смоделированным электродинамическим откликом на SSW в январе 2009 г. Вверху — временная вариация наблюдаемого с 08 до 18 LT дневного отклика вертикального дрейфа плазмы по данным радара РНР в Хикамарка на геомагнитном экваторе [Chau et al., 2010]. Внизу — результаты моделирования с использованием ветра, рассчитанного в модели WAM, для управления электродинамикой в CTIPe модели системы термосфера–ионосфера [Fuller-Rowell et al., 2011]

к экватору в нижней термосфере высоких широт вследствие потепления в нижней термосфере. Поскольку нейтральный газ движется к экватору, он также должен двигаться на запад в северном полушарии для сохранения первоначального углового момента. На низких и средних широтах уединенная волна в ветре должна иметь значительную компоненту, направленную на запад, которая должна повлиять на среднесуточное западное электрическое поле, приводящее к дрейфу плазмы вниз. В работе [Korenkov et al., 2012] этот механизм был проверен с помощью численного моделирования и авторы пришли к выводу, что дополнительное зональное электрическое поле, возникающее вследствие такого возмущенного динамо электрического поля, является существенным для низких широт и несущественным по сравнению со спокойным  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  дрейфом плазмы на средних широтах.

### 3.2. Плазменная температура, электронная концентрация в F области и полное электронное содержание (ТЕС)

Значительные колебания ионосферных ионной и электронной температур во время SSW были зарегистрированы в последнее время. В работе [Goncharenko, Zhang, 2008] авторы впервые проанализировали ионную температуру на высотах 100–300 км, наблюдавшуюся РНП в Милстоун Хилл во время SSW события 2008 г., и сообщили о чередующихся областях с потеплением ионов  $\sim 50$  К в нижней ионосфере (120–140 км) и охлаждением ионов  $\sim 70$  К в F области ионосферы (выше 150 км) (см. рис. 28). Возмущения температуры, связанные с SSW, недавно были об-

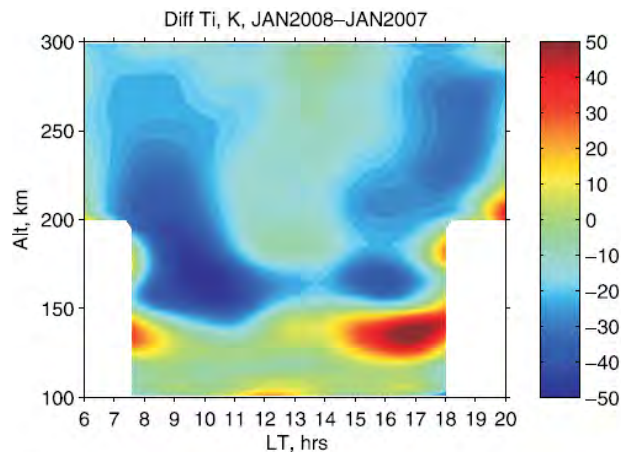


Рис. 28. Карта разности температуры ионов между средними значениями за январь 2008 г. и за январь 2007 г. [Goncharenko, Zhang, 2008]. Понижение температуры на 20–50 К наблюдается на высотах  $> 140$  км в утренние (07:00–11:00 LT) и послеполуденные (15:00–19:00 LT) часы.

Узкая область потепления наблюдается в нижней термосфере на высотах  $\sim 120$ –140 км

наружены в высоких широтах по данным измерений плазменных и нейтральной температур над Poker Flat с помощью Фабри-Перо спектрометра и РНП [Conde, Nicolls, 2010] и ионной температуры над EISCAT [Kurihara et al., 2010], а также на средних широтах по данным измерений электронной температуры с помощью РНП в Аресибо [Chau et al., 2010]. Данные этих наблюдений указывают на потепление в нижней ионосфере над областью мезосферного охлаждения, что согласуется с модельными предсказаниями потепления в нижней термосфере (см. рис. 29). Недавно, на основе температурных данных MIPAS спектрометра, установленного на борту спутника Envisat Европейского Космического Агентства, были обнаружены четкие признаки

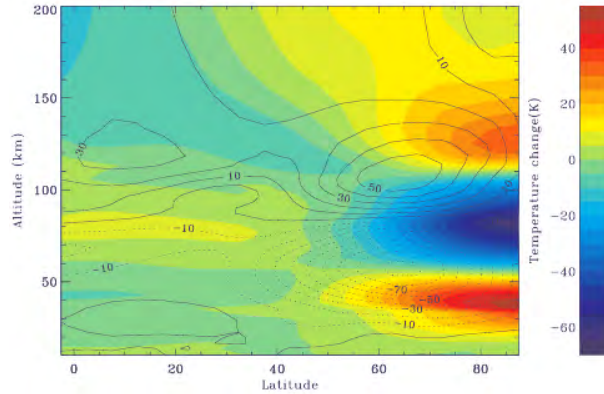


Рис. 29. Карты разности зонально усредненной температуры (К) (цветные контуры) и зонально усредненного зонального ветра (м/с) (линейные контуры) между 25-м и 10-м днями года в стратосфере, мезосфере и термосфере [Liu, Roble, 2002]

мезосферного охлаждения и потепления в термосфере/нижней ионосфере во время SSW [Funke et al., 2010]. Однако в работах [Goncharenko, Zhang, 2008; Conde, Nicolls, 2010] говорится об охлаждении  $F$  области ионосферы  $\sim 50$ – $100$  К, чего ни у кого не получается при модельном описании. Анализ зональной структуры температуры во время SSW демонстрирует волновую картину с  $s = 1$  в нижней термосфере/ионосфере [Funke et al., 2010], указывая на то, что в одном месте можно ожидать либо потепления, либо похолодания.

В работе [Korenkov et al., 2012] использовались вертикальные профили электронной температуры и плотности, полученные с помощью РНР, расположенного примерно в 100 км к северо-западу от Иркутска во время SSW события 2008 г. В январе 2008 г. Иркутский РНР вместе со всеми другими радарными, расположенными в различных уголках Земли, работал почти непрерывно в течение длительного периода с целью наблюдения ионосферного отклика на SSW событие 2008 г. На рис. 30 показаны вариации день ото дня возмущений усредненных дневных значений (09:00–15:00 LT)  $N_m F2$  (пунктирная линия) и  $T_e$  (сплошная линия) на высоте 260 км над Иркутском. Эти возмущения представляют собой относительные дневные откло-

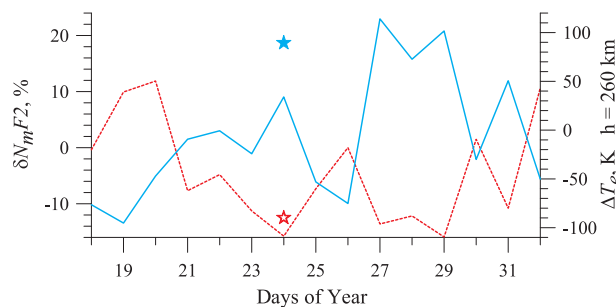


Рис. 30. Наблюдаемые день ото дня вариации средних дневных возмущений электронной концентрации в максимуму  $F2$  слоя ( $\delta N_m F2$ ) (пунктирная красная линия) и температуры электронов на высоте 260 км ( $\Delta T_e$ ) (сплошная синяя линия). Красная звездочка — средние дневные  $\delta N_m F2$ , а синяя звездочка — средние дневные  $\Delta T_e$  на высоте 260 км, рассчитанные в модели ГСМ ТИП как разность между соответствующими значениями для 24 и 20 января 2008 г. [Korenkov et al., 2012]



нения  $N_mF2$  и абсолютные отклонения  $T_e$  от их 31-дневных скользящих медиан. Очевидно формирование трех отрицательных возмущений  $N_mF2$ , связанных с SSW событиями 2008 г., одно из которых, 24 января, связано со слабым SSW событием. Отрицательное возмущение  $N_mF2$  соответствует максимальному положительному возмущению  $T_e$ . Аналогичные эффекты во время слабого SSW события в январе 2008 г. обсуждались [Chau et al., 2010] при анализе данных РНР в Аресибо. Известно, что отрицательные возмущения электронной плотности при постоянном источнике тепла должны приводить к положительным эффектам в электронной температуре [Schunk, Nagy, 2009].

О понижении электронной плотности в среднеширотной  $F$  области с однодневной задержкой относительно пика нагрева на высотах стратосферы на уровне давления 30 гПа сообщалось в [Казимировский и др., 1971]. Панчева и Спассов [Pancheva, Spassov, 1989] также обнаружили отрицательный отклик среднеширотных  $foF2$  во время SSW событий. Недавно, Чау и др. [Chau et al., 2009], основываясь на общих представлениях об ионосферной электродинамике, сообщили о больших вариациях дневных низкоширотных вертикальных дрейфов, которые, как ожидается, приводят к значительным вариациям низкоширотной плотности электронов во время SSW событий. Такие ожидания были подтверждены анализом данных GPS  $TEC$  во время нескольких SSW событий [Chau et al., 2010; Goncharenko et al., 2010a; Goncharenko et al., 2010b]. В этих работах проанализированы SSW события 2008–2009 гг., с акцентом на американской долготный сектор, где имеется хорошее покрытие GPS  $TEC$  приемниками. Представленные карты наглядно демонстрируют значительное увеличение  $TEC$  во время SSW (вплоть до 150%) в утреннем секторе вследствие усиления в это время дрейфа плазмы вверх, и большое понижение  $TEC$  ( $\sim 50\%$ ) в послеполуденном секторе в ответ на усиление дрейфа плазмы вниз во время SSW. Эта вариация наблюдается в широком диапазоне долгот и простирается до средних широт. Поскольку поток солнечного ионизирующего излучения и геомагнитная активность в течение зим 2007–2009 гг. были на очень низком и стабильном уровне, их небольшими изменениями нельзя было объяснить наблюдаемые значительные ионосферные особенности, в частности, полусуточную вариацию  $TEC$  и устойчивость наблюдаемых возмущений в высокоширотной стратосфере в течение нескольких дней после максимума температуры. Последующее детальное изучение этого и других SSW событий [Goncharenko et al., 2010a] подтвердило, что наблюдаемое явление повторяется для других SSW событий, и выявило несколько важных особенностей отклика низкоширотной ионосферы на SSW события: 1) вариации  $TEC$  наиболее ярко выражены в дневные часы и имеют четкий полусуточный характер; 2) полусуточная компонента возмущений  $TEC$  развивается в течение нескольких дней, как показано на рис. 31 и 32, и достигает максимума через 3–6 дней после максимума в температуре высокоширотной стратосферы. Такая картина сохраняется в течение нескольких дней. Важным аспектом этой вариации  $TEC$  является постепенный сдвиг к более поздним моментам местного времени, как видно из рис. 31. Как большая амплитуда полусуточной вариации  $TEC$ , так и быстрое изменение фазы, способствуют экстремальной изменчивости день ото дня экваториальной аномалии (ЭА). Наблюдаемые вариации  $TEC$  во время SSW событий полностью согласуются с наблюдениями вариаций вертикального дрейфа, описанными в [Goncharenko et al., 2010a], которые обнаружили, что возмущения ЭА наблюдались вплоть до 3 недель после максимума температуры высокоширотной стратосферы.

В работе [Chau et al., 2010] были проанализированы GPS  $TEC$  наблюдения в Аресибо для SSW событий 2008 и 2009 гг. На рис. 33 представлены дифференциальные вариации GPS  $TEC$  от одного приемника в зависимости от дня и местного времени, т. е.  $\Delta TEC$ , которые представляют собой разности между наблюдаемыми и средними

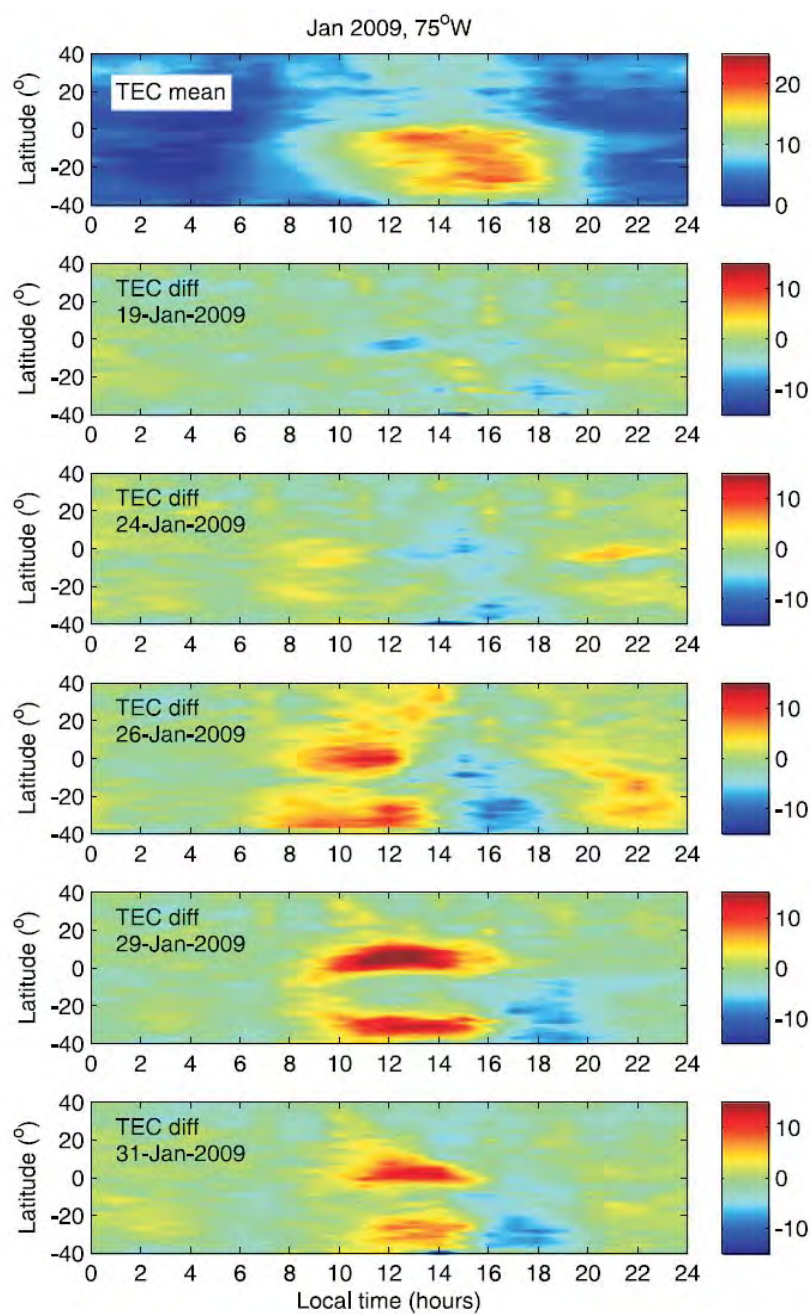


Рис. 31. LT-вариации широтных разрезов  $TEC$  на  $75^\circ W$  во время SSW в январе 2009 г. Вверху — 10-дневные средние значения  $TEC$  перед SSW. Ниже — отклонения  $TEC$  от средних значений в различные дни во время SSW [Goncharenko et al., 2010a]



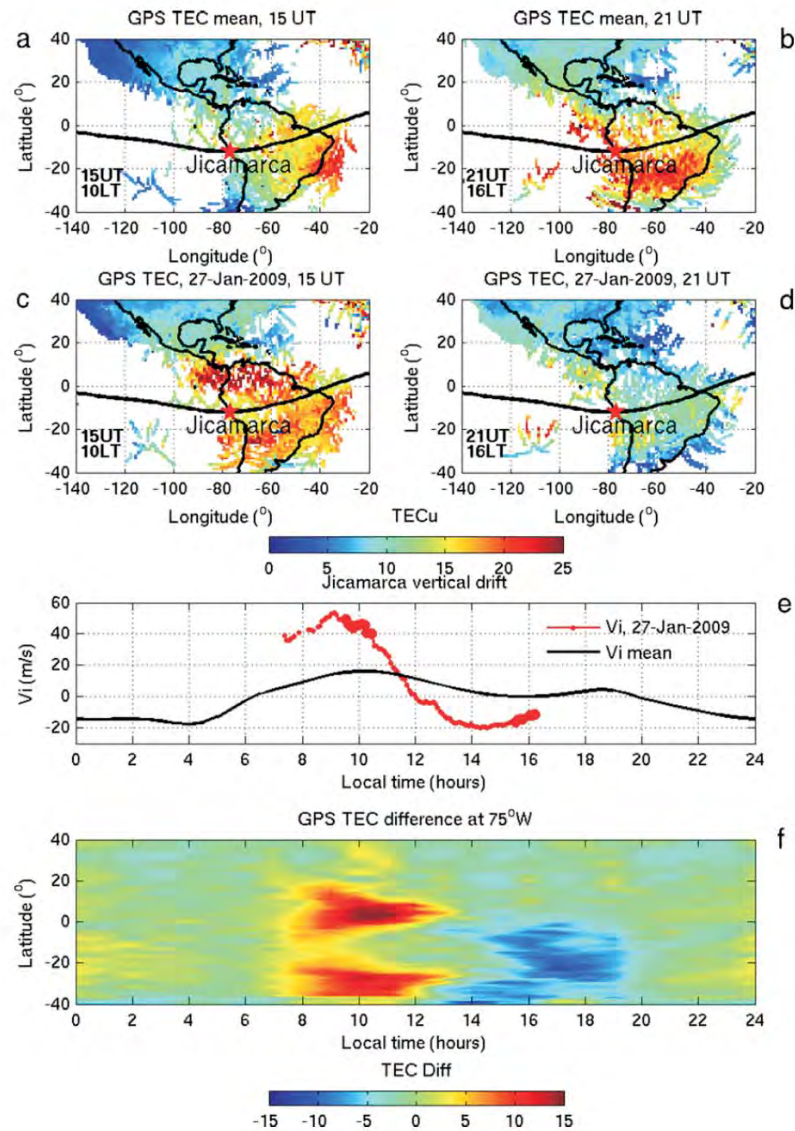


Рис. 32. Наблюдения поведения ионосферы во время стратосферного потепления 2009 г. [Goncharenko et al., 2010b]: усредненное распределение полного электронного содержания ( $TEC$ ) в западном полушарии в 15:00 UT (утренний сектор, 10:00 LT для  $75^\circ W$ ) (a); то же, что на a), но для 21:00 UT (послеполуденный сектор, 16:00 LT для  $75^\circ W$ ) (b);  $TEC$  в утреннем секторе (15:00 UT) 27 января 2009 г., во время SSW (c);  $TEC$  в послеполуденном секторе (21:00 UT) 27 января 2009 г. (d). Черная линия показывает магнитный экватор, а звездочкой отмечено местоположение радара Хикамарка; РНР наблюдения в Хикамарке вертикального дрейфа на высоте 200–500 км над поверхностью Земли (e). Красная линия — наблюдения 27 января 2009 г. во время SSW, черная линия — среднее поведение для зимнего сезона и низкой солнечной активности; изменения  $TEC$  на  $75^\circ W$  во время SSW в зависимости от местного времени и широты (f)

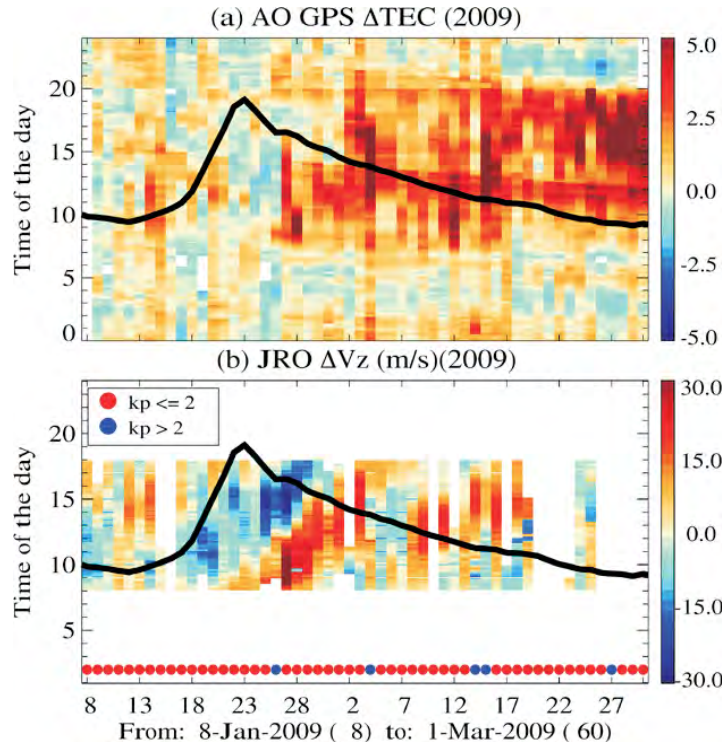


Рис. 33. Возмущения  $TEC$  ( $\Delta TEC$ ) по данным обсерватории Аресибо (АО) (а) и вертикального дрейфа ( $\Delta V_z$ ) по данным РНР в Хикамарке (JRO) относительно средних значений в зависимости от времени суток и дня с января по март 2009 г. (b) [Chau et al., 2010]. Возмущения температуры в полярной стратосфере показаны черной сплошной линией. Красные/синие кружки показывают магнитноспокойные/возмущенные дни соответственно

значениями  $TEC$ . Черными линиями на обоих графиках показаны разности температуры в стратосфере на уровне 10 гПа, чтобы описать развитие стратосферного потепления.  $\Delta TEC$  достигают своего максимума через 4–5 дней после пика температуры в стратосфере.

Имеется лишь ограниченное число исследований глобального отклика ионосферы на SSW события. Так, в работах [Yue et al., 2010; Pancheva, Mukhtarov, 2011] для этой цели были использованы данные спутников COSMIC (Constellation Observing System for Meteorology, Ionosphere and Climate), полученные радиозатменным методом, в работе [Pedatella, Forbes, 2010] авторы воспользовались GPS  $TEC$  данными, а в работе [Korenkov et al., 2012] были исследованы глобальные возмущения ионосферы с помощью данных станций вертикального зондирования. В статье [Yue et al., 2010] авторы обратили особое внимание на SSW событие в январе 2009 г. Было найдено, что электронная концентрация в максимуме  $F2$  слоя ( $N_m F2$ ), высота максимума ( $h_m F2$ ) и полное электронное содержание ( $TEC$ ) во время SSW событий увеличивались в утренние часы и уменьшались во второй половине дня глобально для 80% случаев по сравнению с этими же параметрами в дни, когда не было SSW. В среднем,  $N_m F2$ ,  $h_m F2$  и  $TEC$  в дни с SSW возрастали утром на 42%, 33 км и 33% соответственно, и уменьшались после полудня на 29%, 24 км и 28% соответственно. Наблюдения COSMIC также показали глобальный отклик ионосферы, включая средние и высокие широты, хотя характер этого отклика является более сложным, чем на

низких широтах. В работе [Yue et al., 2010] не обнаружено долготных вариаций по данным COSMIC. В статье [Pancheva, Mukhtarov, 2011] авторы впервые представили экспериментальное подтверждение того, что низко- и среднеширотная ионосфера регулярно реагирует на почти любые внезапные стратосферные потепления. Согласно их исследованию по данным COSMIC имеет место глобальный регулярный отрицательный отклик средней электронной концентрации в  $F$  области ионосферы на SSW пики температуры в высокоширотной стратосфере.

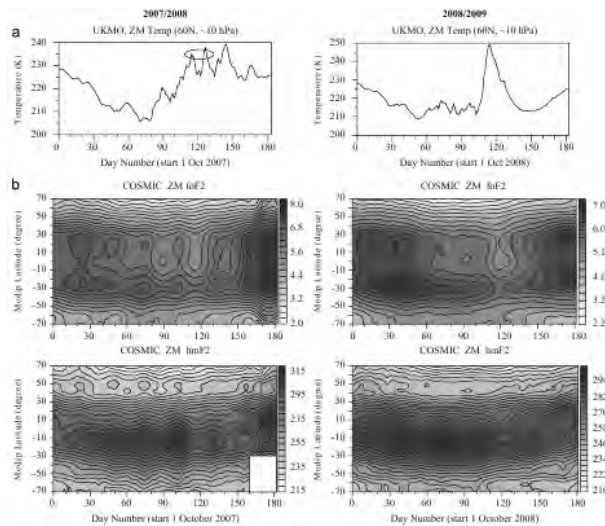


Рис. 34. Зонально усредненная дневная температура на уровне давления  $\sim 10$  гПа и на широте  $60^\circ\text{N}$  (а), по данным измерений COSMIC широтная структура усредненных в зональном направлении и по времени значений  $foF2$  (верхний ряд графиков) и  $h_mF2$  (нижний ряд графиков) для зим 2007/2008 гг. (левая панель) и 2008/2009 гг. (правая панель) (b) [Pancheva, Mukhtarov, 2011]

На рис. 34 представлены вариации день ото дня зонально усредненных суточных температур на уровне давления  $\sim 10$  гПа и  $60^\circ\text{N}$ , а также широтной структуры усредненных (в зональном направлении и по времени) значений  $foF2$  и  $h_mF2$  по данным COSMIC для зим 2007–2008 гг. и 2008–2009 гг. Видно, что поведение стратосферной температуры в эти зимы сильно отличается друг от друга. В то время, как зима 2007–2008 гг. состоит из последовательности слабых потеплений и сильного последнего потепления (вблизи дня с номером 146), зима 2008–2009 гг. представляет собой уникальное событие, которое было особенно сильным и длительным — максимум потепления на уровне давления 10 гПа был достигнут 24 января 2009 г. (день с номером 116). Видно, что средние отклики  $foF2$  и  $h_mF2$  также очень разные. Отклик ионосферы зимой 2007–2008 гг. состоит из нескольких понижений  $foF2$  и  $h_mF2$ , которые выявляют небольшую задержку (2–3 дня) относительно температурных всплесков, т. е. отрицательные отклики ионосферы центрированы вблизи дней с номерами 60, 90, 115 и 140. Отклик  $foF2$  и  $h_mF2$  зимой 2008–2009 гг. представляет собой только один сильный отрицательный пик центрированный вблизи дня с номером 120, т. е. снова 3–4 дня задержки относительно максимума температуры в высокоширотной стратосфере. Понижение  $foF2$  в обоих случаях достигает в среднем 0.7–0.8 МГц, что составляет  $\sim 10\%$  от средних значений  $foF2$ , в то время как уменьшение  $h_mF2$  в среднем не превышает 10–12 км, что составляет 4%

относительно средних значений  $h_m F2$ . Типичные временные масштабы ионосферных откликов составляют 2–3 недели. Две основные черты характеризуют широтную структуру отклика: 1) усиление к экватору; 2) отсутствие симметрии относительно исправленной геомагнитной широты. Исследование [Pancheva, Mukhtarov, 2011] выявило сильный отклик в северном полушарии. Высотная структура средней плотности электронов указывает на то, что отклик наблюдается в основном выше максимума  $F$  области на высотах больше  $\sim 300$  км. Панчева и Мухтаров [Pancheva, Mukhtarov, 2011] предположили, что описанные выше особенности рассматриваемого отклика ионосферы указывают на то, что он связан с изменениями вертикального дрейфа плазмы, обусловленного возмущенной системой ветра в нижней термосфере. Как показано на рис. 34, отрицательный отклик на SSW события средних значений  $f_o F2$  и  $h_m F2$  указывает на то, что такая ионосферная изменчивость может быть обнаружена и при наземном зондировании ионосферы. В работе [Korenkov et al., 2012], используя данные станций наземного зондирования ионосферы в различных регионах Земли, существование всех этих наблюдаемых особенностей было подтверждено.

#### **4. Использование моделей для описания ионосферных возмущений во время SSW событий**

##### **4.1. Физические механизмы и численное моделирование ионосферных вариаций, связанных с SSW событиями**

Как упоминалось выше, очевидно, что атмосферу Земли следует рассматривать как сложную слоистую среду, состоящую из трех основных слоев: нижней, средней и верхней атмосферы, которые в значительной степени связаны между собой различными явлениями. Динамические, аэрономические, электродинамические и плазменные физические процессы приводят к возникновению вертикальных связей между различными слоями атмосферы. Радиофизические инструменты вносят существенный вклад в изучение взаимосвязи между тропосферой, средней атмосферой и нижней термосферой/ионосферой. Тем не менее недостаток экспериментальных данных не позволяет должным образом исследовать основные физические процессы этой взаимосвязи. Резюмируя состояние знаний и намечая наиболее актуальные направления исследований в этой научной области, мы представляем некоторые подходы и результаты численного моделирования различных параметров нижних слоев атмосферы и ионосферы во время SSW событий. Кроме того, мы имеем другую конкретную цель: обсудить все аспекты вертикальной связи и взаимодействия атмосферных слоев во время SSW, которые были предметом наших предыдущих дискуссий. В качестве примера связи по вертикали снизу вверх можно рассмотреть распространение вверх гравитационных волн (ГВ) и планетарных волн (ПВ) в атмосфере, передачу энергии и импульса от одного слоя атмосферы к другому. Однако взаимодействие между двумя слоями атмосферы более сложное, так как оно включает в себя обратные эффекты. То есть если один параметр влияет на другой параметр, то при этом исходный параметр также изменяется. Это может произойти, например, тогда, когда неустойчивости приводят к трансформации волн в турбулентность, с передачей импульса и энергии в атмосферу, и, следовательно, к изменению фоновых температуры и ветра, которые в результате изменяют условия для формирования неустойчивости. Пример в физике ионосферной плазмы — создание плазменных неустойчивостей, которые приводят к нагреву плазмы и тем самым вызывают изменения фоновых условий для формирования этих неустойчивостей.



Слои нейтральной атмосферы и ионосферы могут быть связаны посредством динамических, аэрономических, локальных или крупномасштабных процессов. Передача энергии от нижележащих к вышележащим слоям нейтральной атмосферы осуществляется, главным образом, посредством волновых процессов и турбулентной диффузии. В обзоре [Hocking, 1996] рассматривались основные знания о динамических процессах связи между средней атмосферой и нижней ионосферой. Важнейшие процессы средней атмосферы в целом можно классифицировать как волнообразно адвективные или диффузионные. Там же подчеркивалось, что пока еще имеются большие пробелы в понимании связи между средней атмосферой и нижней ионосферой: несмотря на проведенные в течение последнего десятилетия исследования, до сих пор остается много нерешенных задач. Например, необходимы измерения спектров гравитационных волн и приливов и определение состава нейтральных частиц в нижней ионосфере. Кроме того, дальнейшие модельные исследования должны проводиться в сочетании с новыми инструментальными методами. Важной частью исследования таких связей является детальный обмен информацией между учеными, работающими в области ионосферы и средней атмосферы.

Как описано в [Chau et al., 2012] и в ссылках в ней, механизмами, ответственными за связь средней атмосферы и ионосферы во время SSW событий являются планетарные волны, атмосферные приливы, гравитационные волны и динамо электрическое поле. Можно сказать, что в настоящее время существует основное представление о механизмах передачи энергии и импульса из стратосферы в мезосферу и нижнюю термосферу (MLT) во время SSW. Так, изменение ветровой циркуляции во время SSW, как ожидается, изменяет характеристики распространения планетарных волн и приливных мод, генерируемых в тропосфере и стратосфере. Приливы и ПВ распространяются вертикально в нижней термосфере. В это время они взаимодействуют друг с другом и со средним потоком. Ожидается, что амплитуды и фазы приливов и ПВ в нижней термосфере будут изменяться в результате этих взаимодействий во время SSW. Недавно было выяснено, что крупномасштабные и глобальные атмосферные процессы, непосредственно влияют на термосферу, ионосферу и электродинамику, вызывая заметные изменения их параметров. Кроме того, в работе [Pancheva, Mukhtarov, 2011] был предложен новый физический механизм для объяснения глобального ионосферного отклика на SSW события. По мнению авторов, увеличение зонально усредненной температуры нижней высокоширотной термосферы, которое недавно было смоделировано [Liu, Roble, 2002; Fuller-Rowell et al., 2010] и наблюдалось [Funke et al., 2010], может изменить наблюдаемые дрейфы плазмы на средних и низких широтах таким же образом, как и возмущенное динамо электрическое поле во время магнитосферных возмущений [Blanc, Richmond, 1980]. Возмущенное динамо электрическое поле в этом случае генерируется ветрами к экватору в нижней высокоширотной термосфере вследствие потепления в нижней термосфере. По мере движения газа к экватору, он также должен двигаться на запад в северном полушарии для сохранения первоначального момента импульса. На низких и средних широтах, ветровой всплеск должен иметь значительную компоненту на запад, которая повлияет на среднесуточное западное электрическое поле, приводящее к дрейфу плазмы вниз. Таким образом, плазма в среднеширотной ионосфере будет двигаться на меньшие высоты, где рекомбинация сильнее, т. е. отклик ионосферы на SSW события в среднем будет отрицательным.

За последнее десятилетие было проведено достаточное большое количество исследований с использованием численного моделирования, чтобы понять связь между SSW событиями и ионосферной изменчивостью. Основной вопрос заключается в том, как смоделировать само явление SSW, воспользовавшись имеющимися в настоящее время численными моделями околоземного космического пространства. Для данного

исследования наиболее плодотворным подходом будет привлечение полностью взаимосвязанных самосогласованных моделей системы атмосфера–ионосфера от поверхности Земли до верхней ионосферы (0–1000 км), а еще лучше включая плазмосферу (до 20000 км), описывающих все основные физические и химические процессы. В настоящее время известны три таких зарубежных модели, которые использовались для исследования отклика ионосферы на SSW, но все же имеют некоторые ограничения: 1) объединение моделей WAM (a Whole Atmosphere Model) и CTIP для высот от 0 до ~ 600 км [Fuller-Rowell et al., 2010], 2) TIME-GCM (Thermosphere Ionosphere Mesosphere Electrodynamics General Circulation Model) для высот от 30 до ~ 500 км [Liu et al., 2010], 3) GAIA (a whole Ground-to-topside model of Atmosphere and Ionosphere for Aeronomy) для области высот от 0 до ~ 3000 км [Jin et al., 2012]. Эти модели использовались для изучения различных аспектов вертикальной связи во время SSW событий [Liu et al., 2010; Liu et al., 2013; Goncharenko et al., 2010b; Fuller-Rowell et al., 2010; Fuller-Rowell et al., 2011; Fang et al., 2012; Jin et al., 2012]. Несмотря на имеющийся в последнее время прогресс в исследовании этой научной проблемы, несколько вопросов все же остались нерешенными. Существует разногласие между результатами модельных расчетов и наблюдениями ионосферного отклика на SSW событие, которое связано с пренебрежением некоторыми физическими процессами (например, полностью нелинейным взаимодействием стационарных планетарных волн, атмосферных приливов и гравитационных волн). Одна из проблем, которые должны быть уточнены, — это связь между MLT возмущениями во время SSW событий и ионосферными вариациями. Вышеупомянутый электродинамический отклик был смоделирован, о чем сообщалось в работах [Liu, Roble, 2002; Liu et al., 2010; Fuller-Rowell et al., 2010; Fuller-Rowell et al., 2011]. В то время, как модельные расчеты с использованием TIME-GCM [Liu et al., 2010] недооценили вариации вертикального дрейфа ионов во время SSW, модельные расчеты с совместным использованием моделей WAM и CTIP дали результаты более близкие к экспериментальным данным [Fuller-Rowell et al., 2010; Fuller-Rowell et al., 2011].

Воспользовавшись моделью National Center for Atmospheric Research (NCAR) TIME GCM, было выполнено модельное исследование ионосферной изменчивости, обусловленной планетарными волнами и приливами, и получены согласующиеся с наблюдениями вариации электрического поля и электронной плотности во время SSW события, когда квазистационарные планетарные волны становятся существенными [Liu et al., 2010]. Также в этой работе было наглядно продемонстрировано, что наличие дополнительных квазистационарных планетарных волн на нижней границе модели (~ 30 км) в высоких широтах изменяет полное электронное содержание. При этом, дневные изменения *TEC*, предсказанные TIME-GCM, гораздо меньше, чем наблюдалось в экспериментах.

Некоторые особенности, связанные с лунными эффектами, такими как, например, постепенный временной сдвиг в сторону более поздних моментов времени максимальной утренней амплитуды с течением времени и постепенное уменьшение величины были воспроизведены для января 2009 г. с использованием более реалистичной модели WAM (например, [Fuller-Rowell et al., 2011]), но без учета лунных эффектов. Таким образом, пока фаза лунного полусуточного прилива не была включена в численные расчеты с использованием WAM [Fuller-Rowell et al., 2010] или TIME-CGM [Liu et al., 2010]. Включение этих приливов, а также других волн (например, перемещающихся планетарных волн) заслуживает дальнейшего исследования, чтобы лучше понять ионосферную изменчивость.

В расчетах [Fuller-Rowell et al., 2010; Jin et al., 2012] недавно было показано, что модель WAM (Актаев et al., 2008; [Fuller-Rowell et al., 2008]) и часть модели GAIA [Miyoshi, Fujiwara, 2003], описывающая нейтральную атмосферу могут генерировать

SSW внутри себя, при «свободном запуске» модельных расчетов. В этом случае, после инициализации, никакие данные для управления моделью не требуются, так что SSW появляется как естественное следствие численного моделирования без какого-либо внешнего воздействия. Поскольку SSW генерируется внутри этих моделей при свободном запуске расчетов, оно не соответствует какому-то конкретному зимнему периоду, и значения параметров атмосферы нельзя контролировать. Для того чтобы получить более реалистичные результаты, в обеих моделях, WAM и GAIA, были использованы данные наблюдений для ассимиляции граничных условий и решений на некоторых высотах для имитации реального стратосферного потепления в январе 2009 г. В этом случае результаты модельных расчетов динамики атмосферы и электродинамики лучше согласуются с экспериментальными данными. Расхождение между теоретическими результатами и данными наблюдений, как правило, связано либо с недостатком входных данных модели, либо с математическими упрощениями некоторых физических процессов. Таким образом, способность отдельно взятой теоретической модели адекватно описывать экспериментальные данные является хорошей проверкой этой математической модели. Мы провели расчеты с использованием модели ГСМ ТИП (Глобальной Самосогласованной Модели Термосферы, Ионосферы и Протоносферы), базирующейся на основных физических принципах, для того, чтобы исследовать возможности модели ГСМ ТИП и нашей постановки задачи воспроизведения вариаций параметров ионосферы во время сильных SSW событий.

#### 4.2. Использование модели ГСМ ТИП в исследованиях термосферно–ионосферного отклика на SSW события

Модель ГСМ ТИП имеет нижнюю границу на высоте 80 км (мезопауза) и определение условий на нижней границе для параметров атмосферы является сложной проблемой из-за дефицита соответствующих нестационарных данных в верхней мезосфере. В данном разделе мы представим результаты расчетов параметров термосферы и ионосферы во время стратосферных потеплений. Эти результаты были получены с использованием модели ГСМ ТИП с различными граничными условиями на высоте 80 км во время SSW событий. В первый попытке воспроизвести эффекты стратосферных потеплений 2008 и 2009 гг. в качестве возмущений на нижней границе модели ГСМ ТИП мы задали стационарные планетарные волны, ПВ1 [Bessarab et al., 2012; Korenkov et al., 2012; Клименко и др., 2013]. В следующей нашей постановке модельной задачи нижние граничные условия были определены из результатов расчетов с использованием модели атмосферы SOCOL (0–80 км) для зимы 2009 г., полученных при «свободном запуске» модели, т. е. без внешнего воздействия, поэтому SSW появилось как естественное следствие численного моделирования. И в третий раз нижние граничные условия в нашей модели были определены из результатов расчетов с использованием модели TIME-GCM во время SSW в январе 2009 г. При этом нижние граничные условия для TIME-GCM задавались из базы данных NCEP во время SSW 2009 г. Результаты различных вариантов расчетов модели ГСМ ТИП сравниваются друг с другом и с данными наблюдений.

**4.2.1. Краткое описание Глобальной самосогласованной модели термосферы, ионосферы и протоносферы (ГСМ ТИП).** Модель ГСМ ТИП рассчитывает зависящие от времени глобальные трехмерные распределения температуры, состава ( $O_2$ ,  $N_2$ ,  $O$ ,  $NO$ ,  $O(^1D)$ ,  $N(^4S)$  и  $N(^2D)$ ) и вектора скорости движения нейтрального газа, а также плотности, температуры и векторных скоростей атомарных ( $O^+$ ,  $H^+$ ) и молекулярных ( $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$ ) ионов и электронов и двумерное распределение потенциала электрического поля динамо и магнитосферного происхождения.



Модель состоит из трех блоков: блока термосферы и  $D$ ,  $E$ ,  $F1$  областей ионосферы; блока  $F2$  области ионосферы и протоносферы; блока расчета электрического поля. В первом и во втором блоках осуществляется решение связанных уравнений гидродинамики для многокомпонентной плазмы. В третьем блоке решается уравнение, описывающее закон сохранения плотности полного тока в ионосфере Земли. Все уравнения модели решаются методом конечных разностей. Модельные расчеты осуществляются при заданном наборе входных параметров. В него входят концентрация нейтрального водорода, максимальный поток энергии фотоэлектронов, поток EUV солнечного излучения, потоки UV солнечного излучения, высыпания энергичных частиц, амплитуда и пространственное распределение продольных токов первой зоны или разности потенциалов через полярные шапки и продольных токов второй зоны, год, месяц, день, уровень солнечной и геомагнитной активности. Геомагнитное поле аппроксимируется центральным диполем. При этом учитывается несовпадение географической и геомагнитной осей.

**Блок термосферы и  $D$ ,  $E$ ,  $F1$  областей ионосферы.** Моделирующие уравнения этого блока интегрируются в сферической геомагнитной системе координат  $(r, \Theta, \Lambda)$ , где  $r$  — радиус-вектор,  $\Theta$  — геомагнитная коширота (полярный угол),  $\Lambda$  — геомагнитная долгота, в диапазоне высот  $80 \text{ км} \leq h \leq 520 \text{ км}$ . Шаги пространственной сетки  $\Delta\Theta = 5^\circ$ ,  $\Delta\Lambda = 15^\circ$ ,  $\Delta r$  — переменный ( $\Delta r_{\min} = 2 \text{ км}$  на высоте 80 км), растущий с высотой.

**Термосферная часть блока.** Выходными параметрами в этой части блока являются нейтральная температура  $T$ , среднemasсовая плотность нейтральной атмосферы  $\rho$ , вектор скорости движения  $n$ -й компоненты нейтрального газа  $\mathbf{V}_n$  и концентрации основных ( $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$  и  $\text{O}$ ) и малых нейтральных компонент ( $\text{NO}$ ,  $\text{O}(^1\text{D})$ ,  $\text{N}(^4\text{S})$  и  $\text{N}(^2\text{D})$ ). Для получения этих выходных параметров осуществляется решение следующих уравнений.

Уравнение неразрывности для среднemasсовой плотности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0,$$

где  $\rho$  — плотность нейтральной атмосферы,  $\mathbf{V}$  — вектор среднemasсовой скорости нейтральной атмосферы.

Уравнения неразрывности для основных нейтральных компонент

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla \cdot (n_n \mathbf{V}_n) = Q_n - L_n,$$

где  $\mathbf{V}_n = \mathbf{V} + \mathbf{V}_{nD} + \mathbf{V}_{nT}$ ,  $\mathbf{V}_{nD}$ ,  $\mathbf{V}_{nT}$  — скорости молекулярной и турбулентной диффузии,  $Q_n$  и  $L_n$  — скорости образования и потерь  $n$ -й компоненты нейтрального газа.

Уравнения движения горизонтальных компонент среднemasсовой скорости нейтрального газа

$$\rho \left( \frac{d\mathbf{V}}{dt} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} \right)_{\Theta, \Lambda} = \eta (\nabla^2 \mathbf{V})_{\Theta, \Lambda} - \nabla p - \sum_{n=1}^3 \sum_{i=1}^4 n_n \mu_{ni} \nu_{ni} (\mathbf{V} - \mathbf{V}_i)_{\Theta, \Lambda},$$

где  $\boldsymbol{\Omega}$  — вектор угловой скорости вращения Земли,  $\eta$  — коэффициент вязкости нейтрального газа,  $p$  — давление нейтрального газа,  $\mu_{ni}$  и  $\nu_{ni}$  — приведенная нейтрал-ионная масса и частота нейтрал-ионных столкновений соответственно,  $\mathbf{V}_i$  — вектор скорости  $i$ -й компоненты ионного газа.

Уравнение теплового баланса нейтрального газа

$$\rho c_v \frac{dT}{dt} + p \nabla \cdot \mathbf{V} - \nabla \cdot (\chi_n \nabla T) = P_{nQ} - P_{nL},$$

где  $c_v$  — теплоемкость нейтрального газа при постоянном объеме,  $\kappa_n$  — теплопроводность  $n$ -й компоненты нейтрального газа,  $P_{nQ}$  и  $P_{nL}$  — скорости нагрева и охлаждения  $n$ -й компоненты нейтрального газа.

Кроме того, используются следующие соотношения:

$$\rho = \sum_{n=1}^3 n_n m_n, \quad p = \sum_{n=1}^3 n_n kT, \quad -\frac{\partial p}{\partial r} = \rho g,$$

где  $m_n$  — масса  $n$ -й компоненты нейтрального газа,  $k$  — постоянная Больцмана,  $g$  — ускорение свободного падения.

На нижней границе термосферы, на высоте 80 км, задаются концентрации нейтральных компонент и температура термосферы — из экспериментальных данных; скорость среднемассового движения, равная нулю в отсутствие термосферных приливов. На верхней границе термосферы, на высоте 520 км, задаются концентрации основных нейтральных компонент из условия диффузионного равновесия; нулевые потоки частиц и тепла.

**Часть блока нижней ионосферы (D, E, F1 области ионосферы).** Выходными параметрами в этой части блока являются концентрация молекулярных ионов  $\text{NO}^+$ ,  $n(\text{NO}^+)$ , и  $\text{O}_2^+$ ,  $n(\text{O}_2^+)$ , температура молекулярных ионов  $T_i$ , температура электронов  $T_e$  и вектор скорости движения молекулярных ионов  $\mathbf{V}_i$ . Для получения этих выходных параметров осуществляется решение следующих уравнений.

Уравнение неразрывности молекулярных ионов

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = Q_i - L_i,$$

где  $n_i = n(\text{NO}^+) + n(\text{O}_2^+)$  — концентрация молекулярных ионов,  $Q_i$  и  $L_i$  — скорости образования и потерь молекулярных ионов.

Уравнение движения молекулярных ионов

$$n_i m_i \mathbf{g} - \nabla(n_i k T_i) - \sum_{n=1}^3 n_i \mu_{in} \nu_{in} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n) + e n_i (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) = 0,$$

где  $m_i$  — средняя масса молекулярных ионов,  $\mu_{in}$  и  $\nu_{in}$  — приведенная ион-нейтральная масса и частота ион-нейтральных столкновений соответственно,  $e$  — заряд электрона,  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля в ионосфере Земли,  $\mathbf{B}$  — вектор индукции геомагнитного поля.

Уравнение движения электронов

$$\nabla(n_e k T_e) + e n_e (\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) = 0,$$

где  $n_e = \sum_i n_i$  — электронная концентрация,  $\mathbf{V}_e$  — вектор скорости движения электронов.

Уравнение теплового баланса молекулярных ионов и электронов

$$\frac{\partial T_{i,e}}{\partial t} = P_{i,eQ} - P_{i,eL},$$

где  $P_{i,eQ}$  и  $P_{i,eL}$  — скорости нагрева и охлаждения молекулярных ионов и электронов соответственно.

**Блок F2-области ионосферы и протоносферы.** Моделирующие уравнения этого блока интегрируются с учетом электромагнитного дрейфа в диапазоне высот от 175 км до геоцентрического расстояния  $15R_E$  в дипольной (диполярной) системе координат  $(q, v, u)$ , где  $q = d^2 \cos \Theta$ ,  $v = \Lambda$ ,  $u = d \sin^2 \Theta$ ,  $d = R_E/r = R_E/(R_E + h)$ ,

$R_E$  — радиус Земли,  $h$  — высота над поверхностью Земли. Единичный вектор  $\mathbf{e}_q$  направлен вдоль силовой линии геомагнитного поля из южного полушария в северное, единичный вектор  $\mathbf{e}_v$  направлен вдоль геомагнитной долготы и единичный вектор  $\mathbf{e}_u$  лежит в плоскости магнитного меридиана, ортогонален силовой линии геомагнитного поля и направлен в сторону геомагнитного экватора. Шаги пространственной сетки  $\Delta\Theta = 5^\circ$ ,  $\Delta\Lambda = 15^\circ$ ,  $\Delta q$  — переменный.

Выходными параметрами этого блока являются концентрации электронов  $n_e$  и атомарных ионов  $O^+$ ,  $n(O^+)$  и  $H^+$ ,  $n(H^+)$ , вектор скорости электронов и атомарных ионов  $\mathbf{V}_{i,e}$  и ионная и электронная температуры  $T_{i,e}$ . Для получения этих выходных параметров осуществляется решение следующих уравнений.

Уравнение неразрывности атомарных ионов

$$\frac{Dn_i}{Dt} + \nabla_{\parallel}(n_i \mathbf{V}_{i\parallel}) = Q_i - L_i - n_i \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{V}_{i\perp},$$

где  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}_{i\perp} \nabla)$ ,  $n_i$  — концентрация атомарных ионов,  $Q_i$  и  $L_i$  — скорости образования и потерь атомарных ионов. Индексами  $\parallel$  и  $\perp$  обозначены проекции векторов вдоль и поперек геомагнитного поля.

Уравнение движения атомарных ионов и электронов поперек геомагнитного поля

$$\mathbf{V}_{i\perp} = \mathbf{V}_{e\perp} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}.$$

Уравнение движения атомарных ионов вдоль геомагнитного поля

$$\begin{aligned} n_i m_i g_{\parallel} - \nabla_{\parallel}(n_i k T_i) - \frac{n_i}{n_e} \nabla_{\parallel}(n_e k T_e) - \sum_{j=1}^2 n_i \mu_{ij} \nu_{ij} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_j)_{\parallel} - \\ - \sum_{n=1}^3 n_i \mu_{in} \nu_{in} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n)_{\parallel} = 2n_i m_i (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}_i), \end{aligned}$$

где  $m_i$  — масса атомарных ионов,  $n_e = \sum_{i=1}^2 n_i = n(O^+) + n(H^+)$  — электронная концентрация,  $\mu_{ij}$  и  $\nu_{ij}$  — приведенная ион-ионная масса и частота ион-ионных соударений.

Уравнения теплового баланса атомарных ионов и электронов

$$\frac{3}{2} n_{i,e} k \left( \frac{DT_{i,e}}{Dt} + \mathbf{V}_{i,e\parallel} \cdot \nabla_{\parallel} T_{i,e} \right) + n_{i,e} k T_{i,e} \nabla \cdot \mathbf{V}_{i,e} - \nabla_{\parallel} \cdot (\chi_{i,e} \nabla_{\parallel} T_{i,e}) = P_{i,eQ} - P_{i,eL},$$

где  $\chi_{i,e}$  — теплопроводность атомарных ионов и электронов,  $P_{i,eQ}$  и  $P_{i,eL}$  — скорости нагрева и охлаждения атомарных ионов и электронов соответственно.

На нижней границе F2-области у оснований силовых линий геомагнитного поля северного и южного полушарий на высоте 175 км задаются концентрации атомарных ионов — из условия фотохимического равновесия; температуры ионов и электронов — из условия теплового равновесия. На верхней границе разомкнутых силовых линий геомагнитного поля, выходящих из полярных шапок, на геоцентрическом расстоянии  $15R_E$  задается условие отсутствия тепловой плазмы ( $n_i = 0$ ) и потоков тепла ионов и электронов ( $\nabla_{\parallel} T_{i,e} = 0$ ) вдоль силовых линий геомагнитного поля (условия полярного ветра).

Распределение квазистационарного крупномасштабного электрического поля во внутренней магнитосфере Земли описывается законом сохранения плотности тока

$$\nabla \cdot (\mathbf{j} + \mathbf{j}_0) = 0,$$

где  $\mathbf{j} = \hat{\sigma} \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{V}_n \times \mathbf{B}) = \hat{\sigma} \cdot \mathbf{E}'$  — поверхностная плотность тока проводимости,  $\mathbf{j}_0$  — поверхностная плотность тока, создаваемого внешними источниками,  $\hat{\sigma}$  — тензор ионосферной проводимости,  $\mathbf{E}$  — электрическое поле магнитосферной конвекции,  $\mathbf{V}_n \times \mathbf{B}$  — динамо поле,  $\mathbf{V}_n$  — скорость среднемассового движения нейтрального газа,  $\mathbf{B}$  — индукция геомагнитного поля. Решение трехмерного уравнения для плотности полного тока осуществляется приведением его к двумерному интегрированием по толщине токопроводящего слоя ионосферы вдоль силовых линий геомагнитного поля. Необходимые для решения этого моделирующего уравнения значения компонент тензора проводимости, концентраций и скоростей нейтральных и заряженных частиц находятся путем численного интегрирования уравнений гидродинамики для многокомпонентной смеси газов, решаемых в модели ГСМ ТИП.

Более подробное описание модели ГСМ ТИП и его последних модификаций дано в работах [Namgaladze et al., 1988; Клименко и др., 2006; Klimentko et al., 2007; Klimentko et al., 2011; Bessarab et al., 2012]. Модификация модели ГСМ ТИП: 1) позволяет корректно описывать распределения электрического поля и других параметров системы ионосфера–плазмосфера не только на средних и высоких широтах, но и на низких широтах и в области геомагнитного экватора; 2) позволяет рассчитывать концентрации малых составляющих нейтрального газа; 3) учитывает современные эмпирические модели высыпаний авроральных электронов. Исследования отклика ионосферы на стратосферные потепления 2008 и 2009 гг., проведенные в рамках проекта РФФИ 12-05-00392, показали, что сочетание модели ГСМ ТИП и экспериментальных данных различных радиофизических приборов дает эффективный инструмент для выявления доминирующих механизмов формирования ионосферных возмущений, связанных с изменениями параметров нейтральной атмосферы.

**4.2.2. Идеализированный сценарий задания эффектов SSW на нижней границе модели ГСМ ТИП.** Первоначально для исследования ионосферного отклика на SSW события с помощью модели ГСМ ТИП нами были выбраны два случая SSW, имевших место 15–30 января 2008 и 2009 гг. Эти периоды, как уже отмечалось выше, соответствуют затянувшемуся минимуму солнечной активности ( $F_{10.7} \sim 75$ ) и характеризовались низкой геомагнитной ( $\Sigma K_p < 20$ ) активностью. Этот факт дает нам право предполагать, что основным источником ионосферных возмущений в эти периоды являлись изменения в средней атмосфере, и, в частности, внезапные стратосферные потепления. Для обеих зим мы рассматривали пик потепления в январе, который приходился в обоих случаях на 22–24 число. Следует отметить, что SSW в 2009 г. было намного сильнее, чем в 2008 г. Более детальное описание гелиогеофизических условий и вариаций стратосферных параметров для этих двух периодов можно найти в [Chau et al., 2012].

Поскольку модель ГСМ ТИП имеет нижнюю границу на высоте 80 км, то основной проблемой при исследовании отклика ионосферы на стратосферные потепления является задание граничных условий. Взаимодействие между стратосферой и MLT областью в нашей первой идеализированной постановке задачи задавалось в виде глобальных распределений температуры и плотности нейтрального газа на нижней границе модели ГСМ ТИП (80 км), созданных на основе общих представлений о возмущениях мезопаузы во время SSW событий. В качестве спокойных условий использовались результаты расчетов модели нижней атмосферы COMMA-LIM (Cologne Model of the Middle Atmosphere — Leipzig Institute for Meteorology) [Fröhlich et al., 2003] для условий января. За невозмущенное состояние принимался магнитноспокойный день 15 января, для которого начальные условия термосферных и ионосферных параметров были получены в модели ГСМ ТИП методом установления. Возмущенное состояние, предположительно связанное с SSW событием, моделировалось заданием

на нижней границе модели ГСМ ТИП суперпозиции фоновых значений параметров модели СОММА-LIM и возмущений планетарного характера в виде ПВ1 и амплитудными значениями  $\Delta T_n \sim \pm 20$  К на широте  $60^\circ\text{N}$ . Такой способ задания граничных условий отражает наблюдаемую взаимосвязь температурного режима стратосферы и мезосферы в периоды SSW [Siskind et al., 2005; Funke et al., 2010]. Для воспроизведения поведения нейтральной температуры над Иркутском по данным спутника Ауга и спектрофотометрических измерений [Medvedeva et al., 2011] во время SSW событий 2008 и 2009 гг. нами были выбраны два варианта задания долготных максимумов температуры на нижней границе модели ГСМ ТИП. В случае SSW события 2008 г. максимум нагрева нижней термосферы находился на долготе  $270^\circ\text{E}$ , а для SSW 2009 г. — на долготе  $90^\circ\text{E}$ .

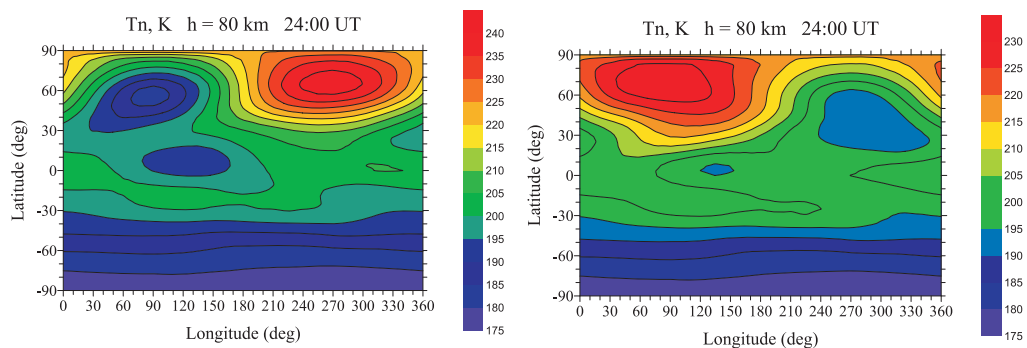


Рис. 35. Глобальное распределение суперпозиции нейтральной фоновой температуры и ее возмущения, задаваемые на высоте 80 км (нижняя граница модели ГСМ ТИП) в 24:00 UT для 24 января 2008 г. (слева) и 25 января 2009 г. (справа)

На рис. 35 показаны распределения нейтральной температуры на высоте 80 км для этих двух SSW событий. Возмущения плотности нейтрального газа задавались в противофазе с возмущениями температуры. При этом амплитуды относительных изменений этих параметров задавались одинаковыми. На рис. 35 отчетливо видно возмущение  $T_n$ , имеющее вид ПВ1, несимметричной относительно географического полюса. Мы провели анализ результатов расчетов отклика системы термосфера–ионосфера от заданного постоянно действующего источника возмущения на нижней границе термосферы. Заметим, что первоначально мы ставили перед собой задачу получить максимальный эффект SSW в системе термосфера–ионосфера, а не описать его временное развитие. Итак, нами было выполнено три запуска модели ГСМ ТИП: 1) для условий января с нижней границей термосферы, заданной согласно СОММА-LIM модели (спокойные условия); 2) и 3) для 24 января 2008 и 25 января 2009 гг. (возмущенные условия) с суперпозицией невозмущенных условий и стационарных ПВ1 на нижней границе модели ГСМ ТИП. Все рассчитанные термосферные и ионосферные возмущения определяются как разность между результатами расчетов для возмущенных и спокойных условий.

На рис. 36 показаны наблюдавшиеся усредненные дневные возмущения температуры на высотах 31, 76 и 96 км над Иркутском в периоды стратосферных потеплений 2008 и 2009 гг. Возмущения представлены в виде относительных отклонений нейтральной дневной температуры от среднедневных значений. Видно, что для обоих случаев SSW событий над Иркутском также наблюдалось потепление в стратосфере. Проявления стратосферного потепления в MLT области над Иркутском в 2008 и 2009 гг. заметно отличаются друг от друга, хотя гелиогеофизические условия

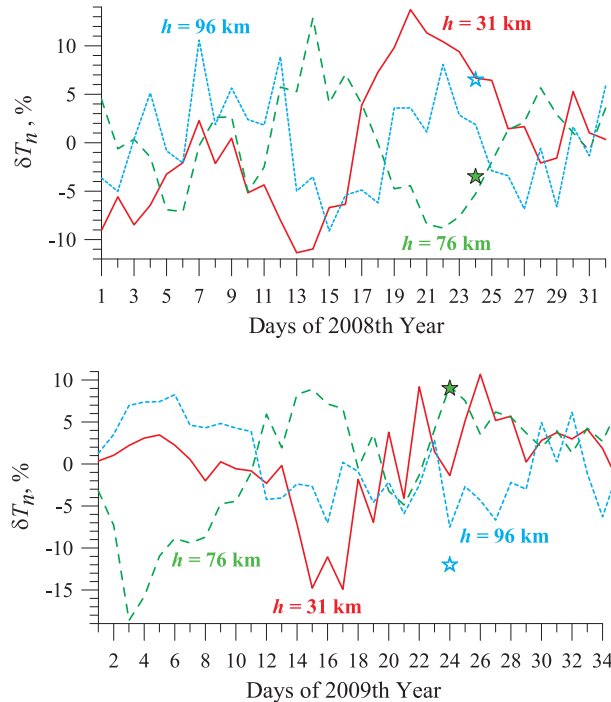


Рис. 36. Относительные отклонения от медианных значений стратосферной (31 км, сплошная линия), мезосферной (76 км, штриховая линия), и термосферной (96 км, пунктирная линия) температур над Иркутском в январе–феврале 2008 г. (вверху) и 2009 г. (внизу), измеренные с помощью *Microwave Limb Sounder (MLS)* на борту спутника *Aura* (<http://disc.sci.gsfc.nasa.gov/Aura/MLS/index.shtml>). Результаты модельных расчетов относительных отклонений  $T_n$  на высотах 80 и 96 км показаны зелеными и синими звездочками соответственно

в эти периоды очень схожи. Так, во время SSW события 2008 г. происходило охлаждение в мезосфере и потепление в нижней термосфере, а в 2009 г. SSW событие вызвало потепление в мезосфере и охлаждение в нижней термосфере. Отметим, что в обоих случаях имела место антикорреляция между  $\Delta T_n$  на высотах 76 и 96 км. Кроме того, на рис. 36 представлены усредненные дневные возмущения нейтральной температуры на высотах 80 и 96 км, задававшиеся и полученные в наших расчетах при моделировании эффектов SSW с помощью модели ГСМ ТИП. Поскольку нижняя граница модели находится на высоте 80 км, для сравнения мы использовали экспериментальные данные, относящиеся к высоте 76 км. Мы полагаем, что, задавая на высоте 80 км то, что получается по данным наблюдений на высоте 76 км, мы не совершаем большой ошибки, поскольку данные наблюдений, полученные измерением излучения отдельных атмосферных составляющих, относятся, как правило, к некоторой области высот, а не к конкретной высоте. В обоих случаях SSW событий мы видим хорошее качественное согласие с экспериментом для высоты 80 км над Иркутском, в то время как для высоты 96 км модельные значения возмущений температуры меньше, чем по данным наблюдений, что означает большую отрицательную амплитуду возмущений в модели ГСМ ТИП по сравнению с данными наблюдений. Однако основным результатом является то, что в результатах модельных расчетов, как и в данных наблюдений, имеет место антикорреляция

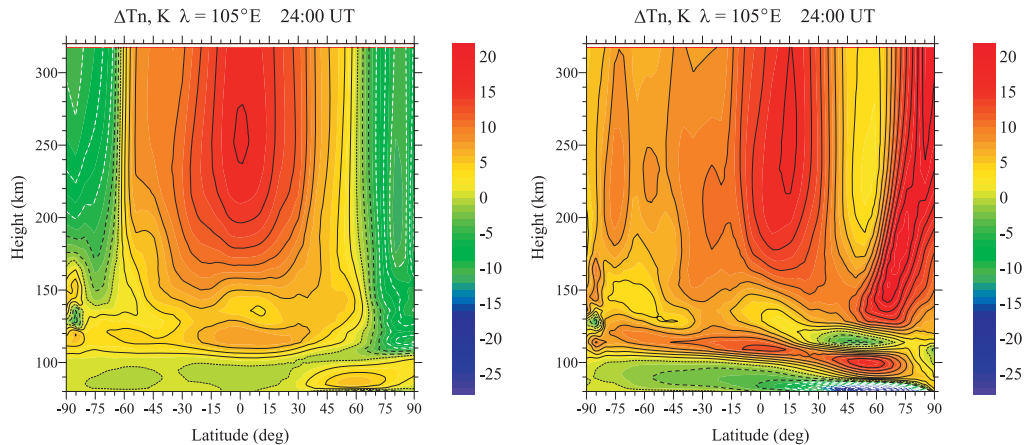


Рис. 37. Широтно-высотные распределения возмущений нейтральной температуры на долготе Иркутска во время стратосферного потепления в январе 2008 г. (слева) и январе 2009 г. (справа), рассчитанные в модели ГСМ ТИП

между  $\Delta T_n$  на высотах 80 и 96 км для обоих случаев SSW событий. В недавних работах [Funke et al., 2010; Yamashita et al., 2010] также отмечали антикорреляцию возмущений нейтральной температуры в мезосфере и нижней термосфере во время внезапных стратосферных потеплений. Отметим, что представленные нами, данные над Иркутском имеют вид усредненных дневных значений температур для выбранной точки, тогда как в [Funke et al., 2010; Yamashita et al., 2010] представляли зонально усредненную температуру в высоких широтах.

Возмущения, заданные на нижней границе модели ГСМ ТИП, изменяют распределения нейтральной температуры и плотности на всех высотах. На рис. 37 показаны возмущения нейтральной температуры в плоскости высота–широта на долготу станции Иркутск. Основные изменения в высотном диапазоне 80–150 км локализованы в зимнем полушарии. Амплитуда возмущения нейтральной температуры  $\Delta T_n$  составляет  $\sim 25$  К. На высотах нижней термосферы в нейтральной температуре возникают возмущения с квазиволновой структурой, имеющей характерный вертикальный масштаб  $\sim 40$  км. На больших высотах величина возмущения перестает зависеть от высоты, а амплитуда возмущения вблизи экватора становится больше, чем на средних широтах. Величины возмущений нейтральной температуры в верхней атмосфере на высотах  $F$  области ионосферы, полученные в наших расчетах, составляют  $\sim 2$ –3% относительно ее средних значений на этих высотах, что согласуется с результатами, полученными ранее с использованием модели WAM [Fuller-Rowell et al., 2011]. Внезапное стратосферное потепление сопровождается не только изменением температуры, но и разрушением обычной для зимнего времени циркуляции. Направленный на запад циркумполярный вихрь разрушается и образуется более сложная циркуляционная система. Очевидно, что подобные эффекты следует ожидать и на MLT высотах. Наши расчеты, представленные в [Bessarab et al., 2012; Korenkov et al., 2012; Клименко и др., 2013] показывают, что во время идеализированных эффектов в мезосфере во время SSW циркумполярный вихрь на высотах нижней термосферы полностью разрушается.

Согласно результатам расчетов все описанные выше возмущения параметров нейтральной атмосферы приводят к уменьшению  $TEC$  (полного электронного содержания) и электронной концентрации в  $F$  области ионосферы (рис. 38) практически на всех широтах и долготах. Видно, что в 24:00 UT формируются глобальные,



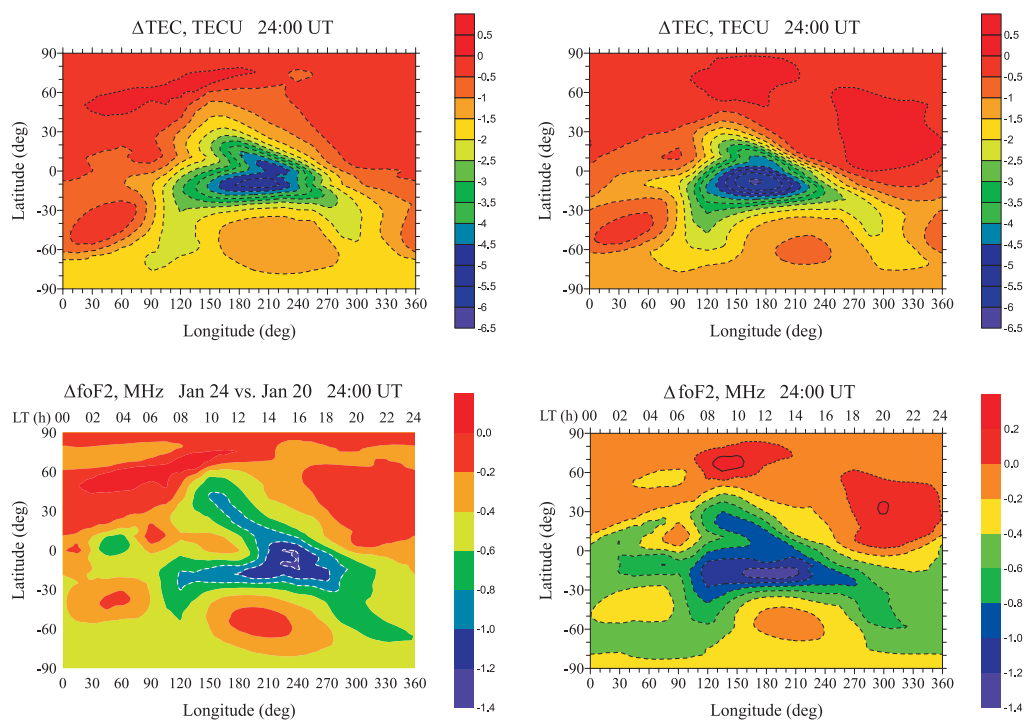


Рис. 38. Рассчитанные в модели ГСМ ТИП глобальные распределения возмущений  $\text{TEC}$  и  $\text{foF2}$  во время стратосферных потеплений 24 января 2008 г. (слева) и 25 января 2009 г. (справа)

в основном, отрицательные ионосферные возмущения, максимумы которых возникают в дневное время на приэкваториальных широтах. Этот результат согласуется с данными наблюдений COSMIC для января 2008 и 2009 гг., представленными в [Yue et al., 2010; Pancheva, Mukhtarov, 2011]. Основной особенностью возмущений, полученных в наших модельных расчетах, являются экстремумы отрицательных возмущений  $\text{foF2}$  в области гребней экваториальной аномалии. При этом максимальный отрицательный эффект в области летнего гребня экваториальной аномалии составляет 1.5 МГц и 5 TECU, что составляет  $\sim 20\%$  от фоновых значений в дневное время ( $\text{foF2} \sim 8$  МГц,  $\text{TEC} \sim 20$  TECU). Также можно отметить полученные в модельных расчетах области очень небольших положительных возмущений  $\text{foF2}$  в авроральной области. В обоих случаях SSW, согласно результатам расчетов, происходит ослабление экваториальной аномалии. При этом в области экваториальной аномалии эффекты  $\text{foF2}$  более четкие, чем эффекты  $\text{TEC}$ . Это связано с тем, что вклад в возмущения  $\text{TEC}$  вносят изменения электронной концентрации как ниже, так и выше максимума  $F2$  слоя, которые сглаживают возмущения, формирующиеся в максимуме ионосферного  $F2$  слоя.

Как известно, отрицательные возмущения электронной плотности при неизменном источнике нагрева должны приводить к положительным эффектам в электронной температуре [Schunk, Nagy, 2009]. На рис. 39 показаны возмущения электронной температуры для 24:00 UT на высоте 300 км (вблизи максимума  $F2$  слоя) во время стратосферных потеплений 2008 и 2009 гг. Видно, что наибольший нагрев  $\Delta T_e$  достигает 500 К. Основной нагрев электронов для двух рассмотренных случаев SSW событий приходится на низкие широты южного полушария в дневные часы. При этом

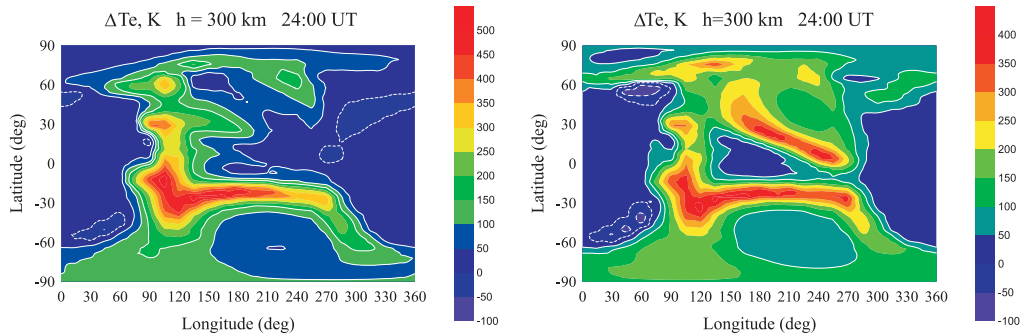


Рис. 39. Рассчитанные в модели ГСМ ТИП глобальные распределения возмущений электронной температуры на высоте 300 км во время стратосферных потеплений 2008 г. (слева) и 2009 г. (справа)

максимумам положительных возмущений электронной температуры соответствуют максимумы отрицательных возмущений  $foF2$ . Отметим, что рост электронной температуры в  $F$  области ионосферы во время SSW 2008 г. наблюдался по данным РНР в Аресибо [Chau et al., 2010].

Для объяснения полученных в модельных расчетах возмущений  $foF2$  и  $TEC$  обратимся к вариациям термосферных параметров на высоте 300 км и возмущениям электрического поля для случая SSW 2009 г. (аналогичные результаты были получены и для потепления 2008 г.). Термосферными параметрами, оказывающими влияние на поведение электронной концентрации в  $F$  области ионосферы, являются меридиональная компонента нейтрального ветра, отношение  $n(O)/n(N_2)$  днем и концентрация  $n(N_2)$  ночью. Поскольку плазма на высотах  $F$  области и выше замагничена, то поперек силовых линий геомагнитного поля она может перемещаться только под действием электромагнитного дрейфа. Известно [Брюнелли, Намгаладзе, 1988], что появление дополнительного восточного электрического поля приводит к дополнительному электромагнитному дрейфу к полюсу в плоскости геомагнитного меридиана и к подъему плазмы на большие высоты в область меньших скоростей химических потерь, что приводит к положительным эффектам в электронной концентрации в  $F$  области ионосферы. Соответственно, появление дополнительного западного электрического поля приводит к отрицательным эффектам в электронной концентрации в  $F$  области ионосферы. Появление дополнительного меридионального электрического поля приводит к зональному дрейфу плазмы (поле, направленное к полюсу, приводит к дрейфу плазмы на запад, а поле, направленное к экватору, вызывает дрейф плазмы на восток). Это приводит к изменениям электронной концентрации в  $F$  области ионосферы только в том случае, если в области существования меридиональной компоненты электрического поля имеются долготные градиенты электронной концентрации [Клименко, Намгаладзе, 1980]. При этом величина эффектов будет тем больше, чем больше эти градиенты. Наличие угла наклона геомагнитного поля к поверхности Земли приводит к тому, что под действием меридиональной компоненты термосферного ветра плазма за счет ион-нейтрального трения может увлекаться нейтральными частицами, перемещаясь вверх или вниз вдоль силовых линий геомагнитного поля в области меньших или больших скоростей химических потерь в ионно-молекулярных реакциях соответственно, что приводит к росту или падению электронной концентрации [Rishbeth, Garriott, 1969; Брюнелли, Намгаладзе, 1988]. Поскольку атомарный кислород является основным источником ионизации в  $F$  области ионосферы, а молекулярный азот определяет основные потери доминирую-

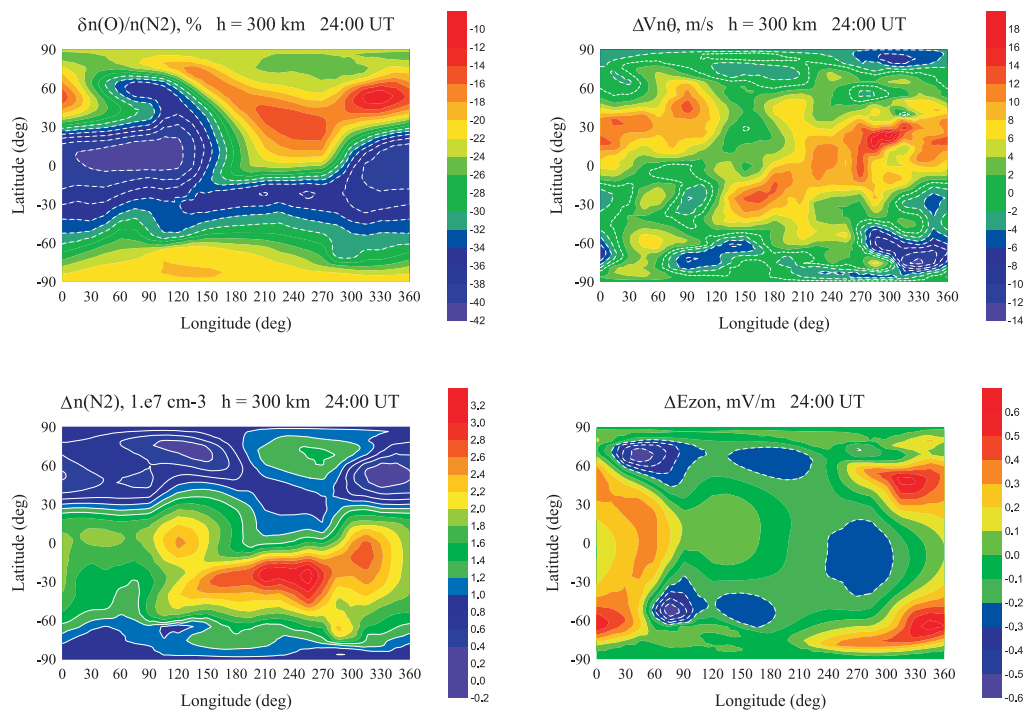


Рис. 40. Рассчитанные в модели ГСМ ТИП глобальные распределения относительных возмущений  $n(O)/n(N_2)$  и абсолютных возмущений меридиональной компоненты скорости термосферного ветра,  $n(N_2)$  на высоте 300 км и зональной компоненты электрического поля во время стратосферного потепления в январе 2009 г. относительно фоновых значений

щих ионов атомарного кислорода, то изменение отношения  $n(O)/n(N_2)$  определяет знак изменений электронной концентрации днем — рост отношения приводит к увеличению электронной концентрации, а падение — к уменьшению [Rishbeth, Garriott, 1969; Брюнелли, Намгаладзе, 1988]. Ночью, при отсутствии источника солнечной ионизации, изменения электронной концентрации во много определяются потерями доминирующих ионов атомарного кислорода на молекулярном азоте.

На рис. 40 показаны возмущения  $n(O)/n(N_2)$ ,  $n(N_2)$ , зональной компоненты электрического поля и меридиональной компоненты скорости термосферного ветра для 24:00 UT для случая SSW 2009 г. Видно, что задание возмущения на нижней границе термосферы приводит к глобальной перестройке термосферной циркуляции, изменению электрического поля, росту концентрации молекулярного азота и падению отношения  $n(O)/n(N_2)$ . Максимальное падение  $n(O)/n(N_2)$  формируется вблизи Иркутска, что приводит к уменьшению  $foF2$  и  $TEC$  в данной области. Однако возмущение меридиональной компоненты термосферного ветра над этой областью направлено от экватора к полюсу и противодействует эффекту уменьшения отношения  $n(O)/n(N_2)$ . Как видно из рис. 38 и 40, максимальное уменьшение  $foF2$  в области южного гребня экваториальной аномалии объясняется падением отношения  $n(O)/n(N_2)$ . В то же время видно, что появление абсолютного максимума отрицательного возмущения  $n(O)/n(N_2)$  в ночное время не приводит к формированию абсолютного максимума отрицательных возмущений в  $foF2$  и  $TEC$ . Это связано с тем, что в ночное время определяющим фактором при определении возмущений электронной концентрации в  $F$  области является не  $n(O)/n(N_2)$ , а  $n(N_2)$ , опреде-

ляющая потери электронной концентрации. Видно, что возмущения  $n(\text{N}_2)$  ночью не выявляют формирование значительных положительных возмущений. Отрицательные эффекты в электронной концентрации вблизи экватора ночью уменьшаются за счет действия дополнительного восточного электрического поля, приводящего к дрейфу плазмы вверх в область меньших скоростей химических потерь. В ходе анализа данных результатов расчетов нами впервые была проверена гипотеза [Pancheva, Mukhtarov, 2011] о том, что во время SSW происходит увеличение зонально усредненной температуры в нижней термосфере высоких широт, и уединенная волна в ветре, формирующаяся за счет этого на низких и средних широтах, должна иметь значительную компоненту на запад, которая должна увеличить среднесуточное западное электрическое поле (возмущенное динамо электрическое поле), приводящее к дрейфу плазмы вниз в область больших скоростей химических потерь. Мы пришли к выводу, что дополнительное зональное электрическое поле (в основном западное) действительно возникает вследствие возмущенного динамо электрического поля при задании ПВ1 в нижней термосфере. Эффект этого дополнительного западного электрического поля является существенным для низких широт и несущественным на средних широтах по сравнению с эффектами изменения состава, которые согласно нашим результатам являются главным механизмом формирования отрицательных возмущений в электронной концентрации.

Таким образом, согласно [Bessarab et al., 2012; Korenkov et al., 2012; Клименко и др., 2013] ситуация во время SSW очень похожа на то, что происходит во время геомагнитных бурь, когда нагрев нейтральной атмосферы приводит к уменьшению отношения  $n(\text{O})/n(\text{N}_2)$ . Заметим, что в периоды геомагнитных возмущений нагрев нейтральной компоненты связан с Джоулевым нагревом в области высот от 100 км и выше, что является следствием ионосферно-магнитосферного взаимодействия. В периоды SSW изменения нейтральной температуры на высотах MLT области — это следствие процессов в стратосфере. Как во время геомагнитных возмущений, так и в периоды SSW, уменьшение отношения  $n(\text{O})/n(\text{N}_2)$  на высотах верхней атмосферы — главная причина отрицательных возмущений в электронной плотности на высотах  $F$  области ионосферы. Так же, как и во время геомагнитных бурь, во время SSW возникает возмущенное динамо электрическое поле, которое оказывает заметное влияние на распределение электронной концентрации в окрестности экватора. Следует отметить, что в результатах наших модельных расчетов отсутствуют предполуденные положительные эффекты SSW в электронной концентрации на низких широтах, которые активно обсуждались в последние годы [Chau et al., 2012]. Как отмечается в [Chau et al., 2012] главный механизм формирования этих возмущений — это взаимодействие планетарной волны с термосферными приливами, которое не учитывалось в наших расчетах. Поэтому для получения более реалистичной картины ионосферных возмущений в периоды SSW на низких геомагнитных широтах необходимо проведение исследований с использованием существующих моделей средней и нижней атмосферы. Эти исследования выполнены нами и будут представлены в следующем подразделе.

**4.2.3. Использование результатов расчетов моделей средней атмосферы (CCM SOCOL и TIME-GCM) в качестве граничных условий для модели ГСМ ТИП.** Несмотря на согласие глобальная модель/данные, которое мы получили в нашей первой постановке задачи, полученные для SSW 2008/2009 гг. в утренне-полуденные часы положительные эффекты в электронной плотности на низких широтах, которые недавно обсуждались [Goncharenko et al., 2010a; Chau et al., 2012; Fejer et al., 2011] и наблюдались ионозондами [Korenkov et al., 2012], отсутствуют в результатах расчетов, полученных с использованием модели ГСМ

ТИП [Bessarab et al., 2012] из-за пренебрежения на нижней границе модели ГСМ ТИП мезосферной динамикой на низких и средних широтах во время SSW. Таким образом, основной проблемой, нуждающейся в уточнении при использовании модели ГСМ ТИП для исследования отклика термосфера/ионосфера на SSW событие, является связь между SSW и возмущениями на мезопаузе (высота 80 км). Несмотря на прогресс экспериментальных методов, касающихся SSW эффектов на высотах MLT [Walterscheid et al., 2000; Hoffmann et al., 2007; Siskind et al., 2005; Schwartz et al., 2008; Medvedeva et al., 2011] база данных наблюдений глобальных динамических процессов на высотах MLT очень ограниченная. Таким образом, необходимо выполнить модельные расчеты с использованием моделей средней атмосферы, чтобы получить более реалистичную временную вариацию глобальных возмущений нейтральных параметров в MLT области во время SSW события. По этой причине мы использовали две модели: 1) химико-климатическую модель (CCM) SOCOL v2.0 (краткое описание этой модели можно найти в [Egorova et al., 2005]), 2) TIME-GCM модель термосферы, ионосферы, мезосферы, электродинамики и общей циркуляции. В обоих случаях при моделировании мы использовали 15 января (день, предшествующий началу SSW события 2009 г.) в качестве базового дня.

**Результаты модельных расчетов ГСМ ТИП, полученные с использованием сценария с CCM SOCOL для SSW события.** В нашей первой попытке получить более реальные глобальные возмущения нейтральных параметров в MLT области во время SSW события 2009 г. для управления моделью ГСМ ТИП мы использовали выходные данные модели SOCOL [Egorova et al., 2005] на высоте 80 км для SSW события января 2009 г.

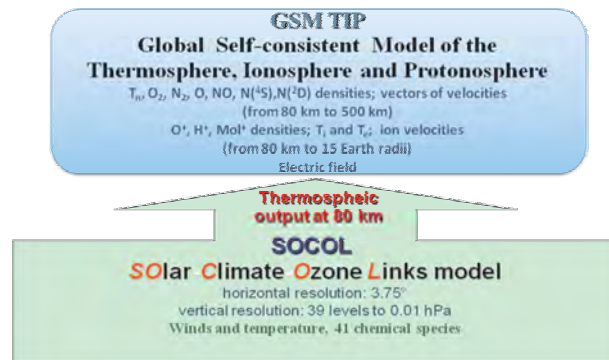


Рис. 41. Схема модельных расчетов для SSW события 2009 г. с использованием моделей SOCOL и GSM TIP

Рис. 41 иллюстрирует схему модельного расчета, который мы проводили. Существует большая проблема в моделировании какого-либо конкретного SSW (особенно сильного SSW события 2009 г.) при свободном проведении расчетов на модели CCM SOCOL. Поэтому наша попытка использовать выходные данные модели CCM SOCOL основаны на предположении, что результаты моделирования могут воспроизводить отклик верхней атмосферы на возмущения, появляющиеся ниже 80 км, которые связаны с некоторым типичным или средним SSW событием.

На рис. 42 показаны рассчитанные возмущения стратосферной и мезосферной температур,  $f_oF2$  и зонального электрического поля 21 января относительно 15 января, полученные с использованием моделей SOCOL и ГСМ ТИП. Очевидно, что слабое SSW событие происходит при свободном моделировании с использованием модели CCM SOCOL. Видно, что модель SOCOL воспроизводит охлаждение ме-



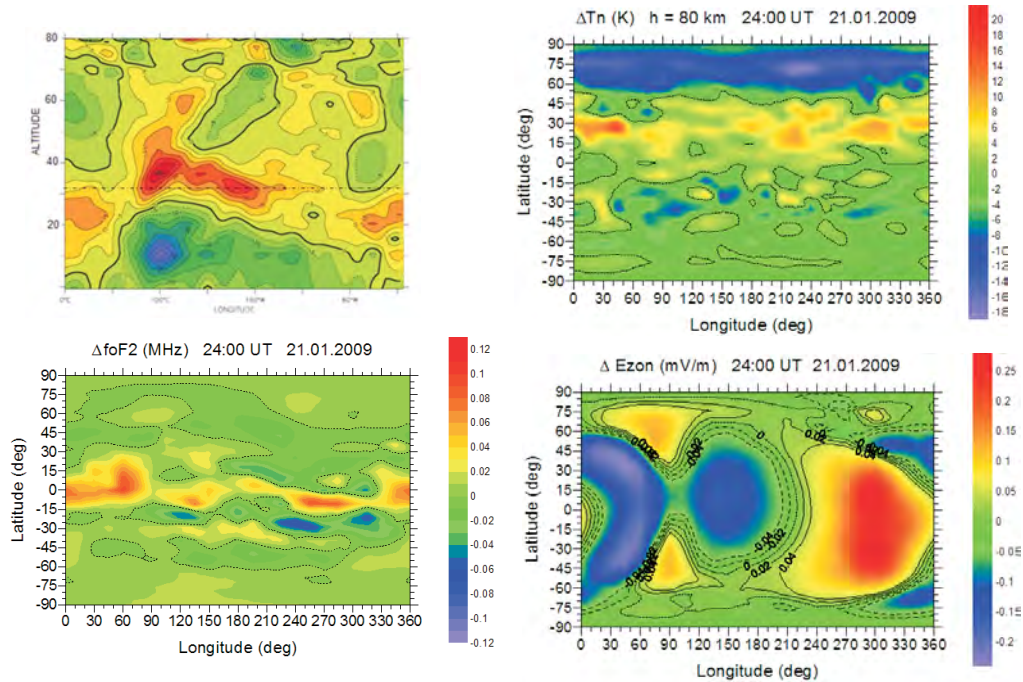


Рис. 42. ССМ SOCOL (верхняя панель) и ГСМ ТИП (нижняя панель) карты модельных возмущений для 21 января 2009 г.: долготно-высотное распределение возмущений нейтральной температуры (a); долготно-широтное распределение возмущений нейтральной температуры в мезосфере на высоте 80 км (b); долготно-широтное распределение возмущений  $foF2$  (c); долготно-широтное распределение возмущений зонального электрического поля на высоте 175 км (d)

зосферы в полярной шапке во время SSW события. Кроме того, очевидны, нагрев (охлаждение) нейтрального газа в мезосфере северного (южного) полушария. Этот расчет с использованием модели ГСМ ТИП воспроизводит некоторые положительные и отрицательные ионосферные возмущения на низких широтах, которые мы не могли воспроизвести ранее. Причина этого заключается в существовании дополнительного вертикального  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  дрейфа плазмы вблизи геомагнитного экватора, который формирует процессы плазменного фонтана и обратного фонтана. Однако следует отметить, что все возмущения  $foF2$  очень малы из-за того, что модель SOCOL при свободных расчетах не воспроизводит сильное SSW событие.

**Другой сценарий для SSW события 2009 г. с использованием моделей TIME GCM и ГСМ ТИП.** TIME-GCM является конечно-разностной моделью на сетке  $5^\circ \times 5^\circ$  в географической системе координат. Она имеет 45 уровней давления, простирающихся от 10 гПа ( $\sim 30$  км над уровнем моря) до  $\sim 500$  км с шагом сетки по высоте около половины шкалы высот нейтральной атмосферы и шаге модели интегрирования по времени 5 мин. Подробности численных схем модели приведены в [Dickinson et al., 1981; Roble, Ridley, 1994]. В данном исследовании мы провели модельные расчеты с использованием модели TIME-GCM с граничными условиями на 30 км по данным Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) за январь 2009 г. Затем выходные данные модели TIME-GCM на высоте 80 км использовались в качестве нижних граничных условий для управления Глобальной Самосогласованной Моде-

лью Термосферы, Ионосферы и Протоносферы (ГСМ ТИП). Для объединения двух моделей мы использовали рассчитанные TIME-GCM выходные данные, такие как давление, температура, плотность, зональная и меридиональная скорость ветра на высоте 80 км в качестве нижних граничных условий для модели ГСМ ТИП каждые шесть часов (см. схему на рис. 43).

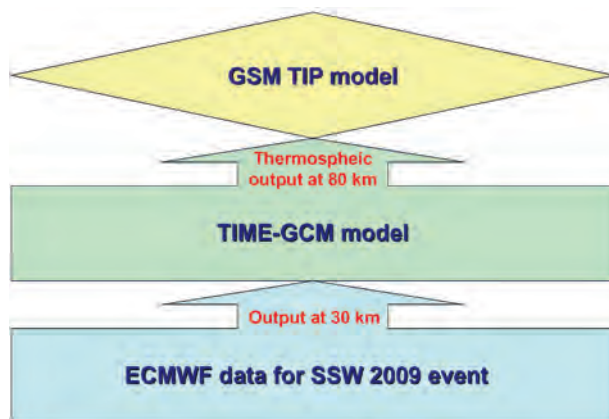


Рис. 43. Схема модельных расчетов SSW события 2009 г.

Поскольку возмущенные дни связаны с SSW событием 2009 г. мы рассматривали 25 и 27 января согласно [Goncharenko et al., 2010a; Bessarab et al., 2012]. На рис. 44 представлены пространственные (долгота–широта) распределения нейтральной температуры на высоте 80 км, рассчитанные в модели TIME-GCM для 24:00 UT в течение трех дней 15 (вверху), 25 (в центре) и 27 (нижний) января. Из рис. 44 видно, что в фоновый день распределение температуры соответствует обычной зимней температуре в области мезопаузы: нейтральная температура на высоте 80 км в высоких широтах северного полушария больше ( $> 210$  K), чем в южном полушарии ( $\sim 170$  K); максимум температуры расположен в полярной области. Полусуточная вариация в нейтральной температуре отчетливо видна на экваторе и уменьшается к средним широтам.

Во время SSW событий (25 и 27 января на рис. 44) структура температуры, описанная выше, существенно изменилась: разница температур между северным и южным полушариями уменьшается из-за охлаждения полярной области в северном полушарии; глобальный максимум температуры смещается из полярной области на широту  $60^\circ$ , температура на экваторе увеличивается на  $\sim 10$ – $15$  K. Таким образом, SSW событие 2009 г. сопровождается значительным мезосферным охлаждением полярной области и нагревом в экваториальной области. Приливная структура становится более сложной из-за появления дополнительной приливной моды на экваториальных широтах. Охлаждение мезосферы в полярной шапке имеет максимум 25 января, после чего температура в полярной шапке возрастает (см. 27 января), возвращаясь в исходное состояние. Мы выполнили расчеты с использованием модели ГСМ ТИП с нижними граничными условиями согласно выходным данным модели TIME-GCM и получили ионосферные параметры: 1) для 15 января 2009 г. (невозмущенные условия), и 2) для 25 и 27 января 2009 г. (отклик на SSW). Все рассчитанные ионосферные возмущения представляют собой разности между этими двумя результатами расчетов модели ГСМ ТИП.



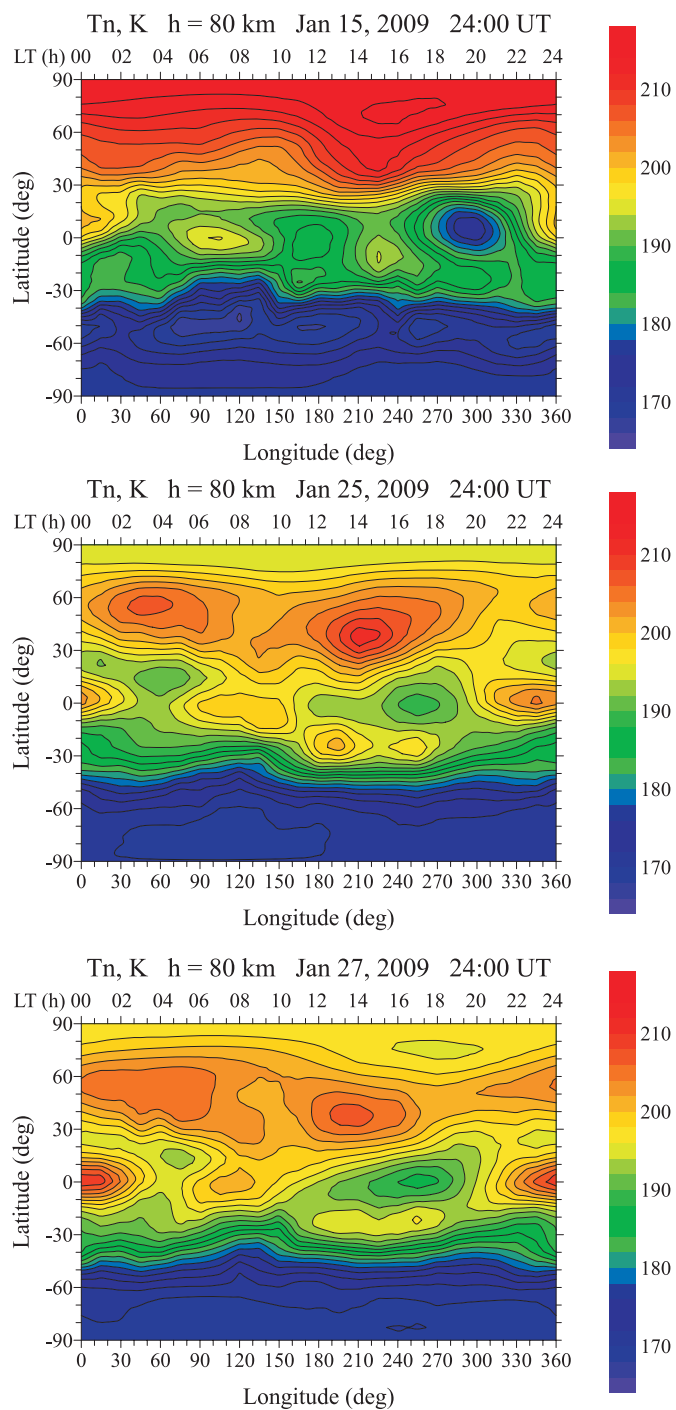


Рис. 44. Глобальное распределение нейтральной температуры, рассчитанное в модели для 15 (вверху), 25 (посередине) и 27 (внизу) января 2009 г. на высоте 80 км (нижняя граница модели ГСМ ТИП) в 24:00 UT

На рис. 45 показаны широтные распределения возмущений полного электронного содержания на долготе  $75^\circ\text{W}$  для 25 и 27 января 2009 г. (разница между значениями  $TEC$  в SSW дни и в спокойный день до SSW события (15 января 2009 г.)), полученные в модельных расчетах для различных моментов местного времени. Этот результат находится в лучшем согласии с данными наблюдений, представленными в некоторых последних работах [Goncharenko et al., 2010a; Yue et al., 2010]. Максимальные положительные эффекты SSW в  $TEC$  25 и 27 января достигали в наблюдениях  $\sim 6\text{--}12$  TECU в гребне аномалии в утренние часы, в то время как в модельных расчетах  $\sim 1\text{--}1.2$  TECU в гребне аномалии. Небольшое временное и количественное отличие в формировании максимального эффекта SSW, вероятно, обусловлено тем, что в модельных расчетах с использованием модели ГСМ ТИП на ее нижней границе мы задавали распределение термосферных параметров, полученное в модели TIME GCM с 6-часовым интервалом по времени. Отрицательные эффекты SSW модельных расчетов не превышают  $1\text{--}2$  TECU и формируются вблизи геомагнитного экватора в 20:00–23:00 UT 25 января, в то время как наблюдаемые отрицательные эффекты достигали  $17\text{--}18$  TECU и формировались около 20:00–21:00 UT также вблизи геомагнитного экватора.

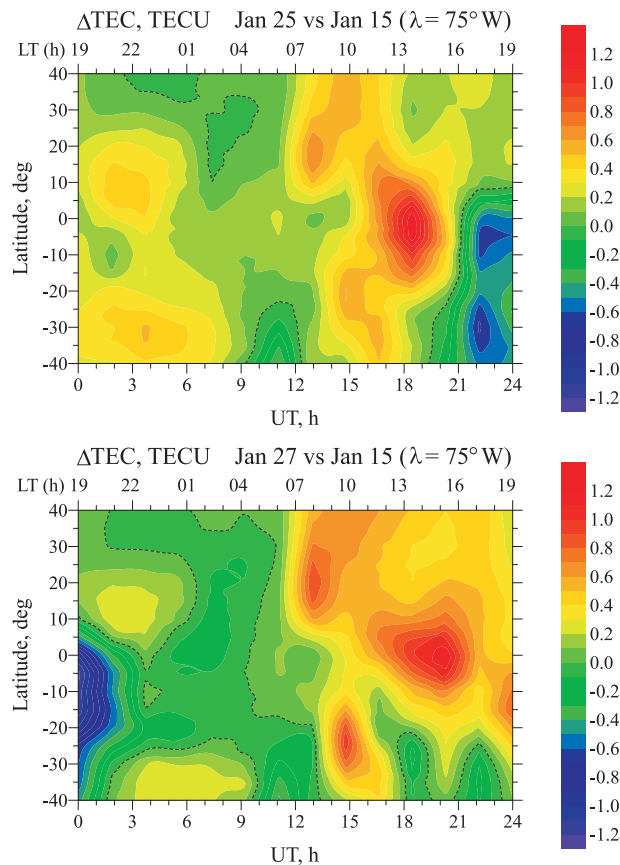


Рис. 45. Рассчитанные в модели ГСМ ТИП широтно-временные карты возмущений  $TEC$  на  $75^\circ\text{W}$  для 25 (слева) и 27 (справа) января

**Замечания по результатам расчетов с совместным использованием модели ГСМ ТИП и моделей средней атмосферы.** В настоящем разделе показано, что использование выходных данных модели средней атмосферы (CCM SOCOL и TIME-GCM) в качестве граничных условий модели ГСМ ТИП позволяет воспроизвести утренне-полуденные положительные эффекты SSW в электронной плотности ионосферы низких широт, которые недавно обсуждались [Goncharenko et al., 2010a; Chau et al., 2012; Fejer et al., 2011] и которые отсутствуют в наших предыдущих результатах расчетов с использованием только модели ГСМ ТИП. Причины положительных возмущений плотности электронов пока не полностью раскрыты. В работах [Goncharenko et al., 2010a; Goncharenko et al., 2010b; Fejer et al., 2011] авторы предположили, что основным механизмом формирования этих возмущений является взаимодействие планетарных волн, внутренних гравитационных волн и приливов на высотах стратосферы и мезосферы. Эти волновые взаимодействия во время SSW должны изменять термосферную динамику на низких и средних широтах, что не учитывали в своих работах [Bessarab et al., 2012; Korenkov et al., 2012]. В данной постановке мы используем более реалистичное описание параметров нейтральной атмосферы на высотах области мезопаузы (выходные данные моделей CCM SOCOL и TIME-GCM в качестве нижней границы модели ГСМ ТИП), чтобы воспроизвести наблюдаемые положительные ионосферные возмущения в низких широтах во время события стратосферного потепления 2009 г. Мы пока не провели подробного исследования влияния SSW на различные приливные моды циркуляции нейтральной атмосферы на MLT высотах, как это было сделано в [Liu et al., 2010; Fuller-Rowell et al., 2011].

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы № 22 РАН.

### Список литературы

- [Брюнелли, Намгаладзе, 1988] Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988.
- [Гаврильева и др., 2011] Гаврильева Г.А., Аммосов П.П., Колтовской И.И. Сравнение наземных и спутниковых измерений температуры атмосферы в области мезопаузы в высокоширотном районе восточной Сибири // Геомагнетизм и аэрономия. 2011. Т. 51(4). С. 563–569.
- [Гисина и др., 1976] Гисина Ф.А., Лайхтман Д.Л., Мельникова И.И. и др. // Динамическая метеорология / Ред. Д. Л. Лайхтман. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 607 с.
- [Жеребцов и др., 2002] Жеребцов Г.А., Заворин А.В., Медведев А.В. и др. Иркутский радар некогерентного рассеяния // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47(11). С. 1–7.
- [Казимировский и др., 1971] Казимировский Э.С., Логинов В.Ф., Сухомазова Г.В. Стратосферные потепления и вариации некоторых характеристик ионосферы // Ветры, дрейфы и неоднородности в ионосфере, М.: Наука, 1971. С. 115–121.
- [Клименко и др., 2006] Клименко М.В., Клименко В.В., Брюханов В.В. Численное моделирование электрического поля и зонального тока в ионосфере Земли — Динамо поле и экваториальный электроджет // Геомагнетизм и аэрономия. 2006. Т. 46(4). С. 485–494.
- [Клименко и др., 2013] Клименко М.В., Клименко В.В., Кореньков Ю.Н. и др. Моделирование отклика системы термосфера-ионосфера на внезапные стратосферные потепления 2008 и 2009 годов // Космич. исслед. 2013. Т. 51(1). С. 62–72.
- [Клименко, Намгаладзе, 1980] Клименко В.В., Намгаладзе А.А. Ионосферные эффекты меридиональных электрических полей. Вариации ионосферы во время магнитосферных возмущений. М.: Наука, 1980. С. 3–10.
- [Кривоуццкий, Репнев, 2009] Кривоуццкий А.А., Репнев А.И. Воздействие космических факторов на озоносферу Земли. М.: ГЕОС, 2009. 384 с.

- [Куницын, Терещенко, 1991] *Куницын В.Е., Терещенко Е.Д.* Томография ионосферы. М.: Наука, 1991. 176 с.
- [Лаштовичка, 1984] *Лаштовичка Я.* Зимняя аномалия и внезапные стратосферные потепления. Геомагн. Аэрономия. 1984. Т. 24(4). С. 592–597.
- [Маричев, 2011] *Маричев В.Н.* Лидарные исследования проявления стратосферных потеплений над Томском в 2008–2010 гг. // Оптика атмосферы и океана. 2011. Т. 24(5). С. 386–391.
- [Маричев, 2001] *Маричев В.Н.* Лидарные наблюдения зимних стратосферных потеплений над Томском в 1996–2000 гг. // Метеорол. и гидрол. 2001. Т. 8. С. 41–48.
- [Медведев, 2011] *Медведев А.В.* Прогноз космической погоды. Наука из первых рук. Новосибирск: ИНФОЛИО, 2011. Т. 3. С. 22–35.
- [Медведев и др., 2009] *Медведев А.В., Ратовский К.Г., Толстиков М.В., Кушнарев Д.С.* Метод исследования пространственно-временной структуры волновых возмущений в ионосфере // Геомагн. аэрономия. 2009. Т. 49(6). С. 812–823.
- [Монин, 1968] *Монин А.С.* Гидродинамическая теория краткосрочных прогнозов погоды // УФН. 1968. Т. 96. С. 327–368.
- [Моханокумар, 2011] *Моханокумар К.* Взаимодействие стратосферы и тропосферы. М.: Физматлит, 2011. 452 с.
- [Потехин, 2002] *Потехин А.П.* Развитие радиофизических методов исследования верхней атмосферы Земли в метровом и декаметровом диапазонах волн. Автореферат дисс... доктора физ.-мат. наук. Иркутск, 2002.
- [Шпынев и др., 2013] *Шпынев Б.Г., Панчева Д., Мухтаров П. и др.* Отклик ионосферы над регионом восточной Сибири во время внезапного стратосферного потепления 2009 г. по данным наземного и спутникового радиозондирования // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2013. Т. 10(1). С. 153–163.
- [Anderson, Araujo-Pradere, 2010] *Anderson D., Araujo-Pradere E.A.* Sudden stratospheric warming event signatures in daytime exb drift velocities in the Peruvian and Philippine longitude sectors for January 2003 and 2004 // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. doi: 10.1029/2010JA015337.
- [Arnold, Krankowsky, 1977] *Arnold F., Krankowsky D.* Ion composition and electron and ion, loss processes in the earth's atmosphere. Dynamical and Chemical Coupling between the Neutral and Ionized Atmosphere. Reidel, Dordrecht, Holland, 1977. V. 35. P. 93–127.
- [Ayarzagüena et al., 2011] *Ayarzagüena B., Langematz U., Serrano E.* Tropospheric forcing of the stratosphere: A comparative study of the two different major stratospheric warmings in 2009 and 2010 // J. Geophys. Res. 2011. V. 116(D18). doi: 10.1029/2010JD015023.
- [Bageston et al., 2007] *Bageston J.V., Gobbi D., Takahashi H., Wrasse C.M.* Development of airglow of temperature imager for mesospheric study // Rev. Bras. Geof. 2007. V. 25(2). doi:10.1590/S0102-261X2007000600004.
- [Baldwin et al., 2007] *Baldwin M.P., Dameris M., Shepherd T.G.* How will the stratosphere affect climate change? // Science. 2007. V. 316. P. 1576–1577.
- [Bessarab et al., 2012] *Bessarab F.S., Korenkov Yu.N., Klimenko M.V. et al.* Modeling the effect of Sudden Stratospheric Warming within the thermosphere-ionosphere system // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2012. V 90–91. P. 77–85.
- [Bhattacharya et al., 2004] *Bhattacharya Y., Shepherd G.G., Brown S.* Variability of atmospheric winds and waves in the Arctic polar mesosphere during a stratospheric sudden warming // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. P. L23101. doi: 10.1029/2004GL020389.
- [Blanc, Richmond, 1980] *Blanc M., Richmond A.D.* The Ionospheric Disturbance Dynamo // J. Geophys. Res. 1980. V. 85(A4). P. 1669–1686. doi:10.1029/JA085iA04p01669.
- [Bossolasco, Elena, 1967] *Bossolasco M., Elena A.* Stratospheric warmings and ionospheric absorption in winter // Geophys. Meteorol. 1967. V. 16. P. 45–48.
- [Charlton, Polvani, 2007] *Charlton A., Polvani L.* A New Look at Stratospheric Sudden Warmings. Part I: Climatology and Modeling Benchmarks // J. Climate. 2007. V. 20. P. 449–469.

- [Chau et al., 2009] *Chau J.L., Fejer B.G., Goncharenko L.P.* Quiet variability of equatorial  $E \times B$  drifts during a sudden stratospheric warming event // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. P. L05101. doi:10.1029/2008GL036785.
- [Chau et al., 2010] *Chau J.L., Aponte N.A., Cabassa E. et al.* Quiet time ionospheric variability over Arecibo during sudden stratospheric warming events // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. A00G06. doi:10.1029/2010JA015378.
- [Chau et al., 2011] *Chau J.L., Goncharenko L., Fejer B., Liu H.* Acoplamiento de la baja atmósfera con la ionosfera durante eventos de calentamiento repentinos en la estratósfera // Report on PUCP Fisica, Lima, July, 9. 2011.
- [Chau et al., 2012] *Chau J.L., Goncharenko L.P., Fejer B.G. et al.* Equatorial and Low Latitude Ionospheric Effects During Sudden Stratospheric Warming Events Ionospheric Effects During SSW Events // *Space Sci. Rev.* 2012. doi: 10.1007/s11214-011-9797-5.
- [Cho et al., 2004] *Cho Y.-M., Shepherd G.G., Won Y.-I. et al.* MLT cooling during stratospheric warming events // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31. P. L10104. doi:10.1029/2004GL019552.
- [Conde, Nicolls, 2010] *Conde M.G., Nicolls M.J.* Thermospheric temperatures above Poker Flat, Alaska, during the stratospheric warming event of January and February 2009 // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115(D3). P. D00N05. DOI:10-10292010014280.
- [Coy et al., 2005] *Coy L., Siskind D.E., Eckermann S.D. et al.* Modeling the August 2002 minor warming event // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. P. L07808.
- [Cravens, Stewart, 1978] *Cravens T.R., Stewart A.I.* Global morphology of nitric oxide in the lower E region // *J. Geophys. Res.* 1978. V. 83. P. 2446–2452.
- [Dickinson et al., 1981] *Dickinson R.E., Ridley E.C., Roble R.G.* A three-dimensional general circulation model of the thermosphere // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 1499–1512.
- [Djuth et al., 1997] *Djuth F.T., Sulzer M.P., Elder J.H., Wickwar V.B.* High-resolution studies of atmosphere-ionosphere coupling at Arecibo Observatory, Puerto Rico // *Radio Sci.* 1997. V. 32(6). P. 2321–2344.
- [Egorova et al., 2005] *Egorova T., Rozanov E., Zubov V. et al.* Chemistry-Climate Model SOCOL: a validation of the present-day climatology // *Atmospheric Chem. Phys.* 2005. V. 5. P. 1557–1576.
- [Erickson, Swartz, 1994] *Erickson P.J., Swartz W.E.* Mid-latitude incoherent scatter observations of helium and hydrogen ions // *Geophys. Res. Lett.* 1994. V. 21(24). P. 2745–2748.
- [Fang et al., 2012] *Fang T.-W., Fuller-Rowell T., Akmaev R. et al.* Longitudinal variation of ionospheric vertical drifts during the 2009 sudden stratospheric warming // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. A03324. doi:10.1029/2011JA017348.
- [Fejer et al., 2011] *Fejer B.G., Tracy B.D., Olson M.E., Chau J.L.* Enhanced lunar semidiurnal equatorial vertical plasma drifts during sudden stratospheric warmings // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. P. L21104. doi:10.1029/2011GL049788.
- [Fejer et al., 2010] *Fejer B.G., Olson M.E., Chau J.L. et al.* Lunar-dependent equatorial ionospheric electrodynamic effects during sudden stratospheric warmings // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. doi:10.1029/2010JA015273.
- [Forbes et al., 2000] *Forbes J.M., Palo S.E., Zhang X.* Variability of the ionosphere // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2000. V. 62. P. 685–693.
- [Franke, 1990] *Franke S.J.* Pulse compression and frequency domain interferometry with a frequency-hopped MST radar // *Radio Sci.* 1990. V. 25(4). P. 565–574. doi:10.1029/RS025i004p00565.
- [Fröhlich et al., 2003] *Fröhlich K., Pogoreltsev A., Jacobi C.* Numerical simulation of tides, Rossby and Kelvin waves with the COMMA-LIM model // *Adv. Space Res.* 2003. V. 32. P. 863–868. doi:10.1016/S0273-1177(03)00416-2.
- [Fukao et al., 1985] *Fukao S., Tsuda T., Sato T. et al.* The MU radar with active phased array system 2. In-house equipment // *Radio Sci.* 1985. V. 20(6). P. 1169–1176.
- [Fuller-Rowell et al., 2008] *Fuller-Rowell T.J., Akmaev R.A., Wu F. et al.* Impact of terrestrial weather on the upper atmosphere // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. P. L09808. doi: 10.1029/2007GL032911.

- [Fuller-Rowell et al., 2010] Fuller-Rowell T.J., Wu F., Akmaev R. et al. A whole atmosphere model simulation of the impact of a sudden stratospheric warming on thermosphere dynamics and electrodynamics // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. A00G08. doi:10.1029/2010JA015524.
- [Fuller-Rowell et al., 2011] Fuller-Rowell T.J., Wang H., Akmaev R. et al. Forecasting the dynamic and electrodynamic response to the January 2009 sudden stratospheric warming // *J. Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. P. L13102. doi:10.1029/2011GL047732.
- [Funke et al., 2010] Funke B., Lypez-Puertas M., Bermejo-Pantaleyn D. et al. Evidence for dynamical coupling from the lower atmosphere to the thermosphere during a major stratospheric warming // *J. Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. P. L13803. doi:10.1029/2010GL043619.
- [Gage, Balsley, 1980] Gage K.S., Balsley B.B. On the scattering and reflection mechanisms contribution to the clear air radar echoes from troposphere, stratosphere and mesosphere // *Radio Sci.* 1980. V. 15(2). P. 243–259.
- [Galushko et al., 1998] Galushko V.G., Paznukov V.V., Yampolski Y.M., Foster J.C. Incoherent scatter radar observations of AGW/TID events generated by the moving solar terminator // *Ann. Geophys.* 1998. V. 16(7). P. 821–827.
- [Gómez-Escolar et al., 2012] Gómez-Escolar M., Fueglistaler S., Calvo N., Barriopedro D. Changes in polar stratospheric temperature climatology in relation to stratospheric sudden warming occurrence // *J. Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39(22). doi: 10.1029/2012GL053632
- [Goncharenko et al., 2010a] Goncharenko L.P., Coster A.J., Chau J.L. et al. Impact of sudden stratospheric warmings on equatorial ionization anomaly // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. A00G07. doi:10.1029/2010JA015400.
- [Goncharenko et al., 2010b] Goncharenko L.P., Chau J.L., Liu H.-L., Coster A.J. Unexpected connections between the stratosphere and ionosphere // *J. Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. P. L10101. doi:10.1029/2010GL043125.
- [Goncharenko, Zhang, 2008] Goncharenko L., Zhang S.-R. Ionospheric signatures of sudden stratospheric warming: Ion temperature at middle latitude // *J. Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. P. L21103. doi:10.1029/2008GL035684.
- [Gregory, Manson, 1975] Gregory J.B., Manson A.H. Winds and wave motion to 100 km at mid-latitudes. III Response of mesospheric and thermospheric winds to major stratospheric warmings // *J. Atmos. Sci.* 1975. V. 32. P. 1676–1681.
- [Guharay, Sekar, 2012] Guharay A., Sekar R. Signature of latitudinal coupling during a major sudden stratospheric warming in the tropics // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2012. V. 75–76. P. 122–126.
- [Hedin, 1991] Hedin A.E. Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96(A2). P. 1159–1172.
- [Hirooka, Hirota, 1985] Hirooka T., Hirota I. Normal mode Rossby waves observed in the upper stratosphere. Part II: Second antisymmetric and symmetric modes of zonal wavenumbers 1 and 2 // *J. Atmos. Sci.* 1985. V. 42. P. 536–548.
- [Hocking, 1996] Hocking W.K. Dynamical coupling processes between the middle atmosphere and lower ionosphere // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1996. V. 58. P. 735–752.
- [Hocking, 1997] Hocking W.K. Recent advances in radar instrumentation and techniques for studies of the mesosphere, stratosphere and troposphere // *Radio Sci.* 1997. V. 32. P. 2241–2270.
- [Hoffmann, 2011] Hoffmann P. Planetary Wave Coupling between Stratosphere and Ionosphere by Gravity Wave Modulation. Von der Fakultät für Physik und Geowissenschaften der Universität Leipzig genehmigte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades Dr. rer. nat. 2011. 127 pp.
- [Hoffmann, Jacobi, 2010] Hoffmann P., Jacobi C. Connection of Planetary Waves in the Stratosphere and Ionosphere by the Modulation of Gravity Waves // *Wiss. Mitteil. Inst. f. Meteorol. Univ. Leipzig.* 2010. V. 47. P. 23–36.

- [Hoffmann et al., 2007] *Hoffmann P., Singer W., Keuer D. et al.* Latitudinal and longitudinal variability of mesospheric winds and temperature during stratospheric warming events // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2007. V. 69. P. 2355–2366.
- [Jin et al., 2012] *Jin H., Miyoshi Y., Pancheva D. et al.* Response of migrating tides to the stratospheric sudden warming in 2009 and their effects on the ionosphere studied by a whole atmosphere-ionosphere model GAIA with COSMIC and TIMED/SABER observations // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. A10323. doi:10.1029/2012JA017650.
- [Karashtin et al., 1997] *Karashtin A.N., Shlyugaev Yu.V., Abramov V.I. et al.* First HF radar measurement of summer mesopause echoes at SURA // *Ann. Geophys.* 1997. V. 15(7). P. 935–941.
- [Kawahira, 1982] *Kawahira K.* An observational study of the D-region winter anomaly and sudden stratospheric warmings // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1982. V. 44. P. 47–955.
- [Kawahira, 1985] *Kawahira K.* The D region winter anomaly at high and middle latitudes induced by planetary waves // *Radio Sci.* 1985. V. 20(4). P. 795–802.
- [Kazimirovsky, Kokourov, 1991] *Kazimirovsky E.S., Kokourov V.D.* The tropospheric and stratospheric effects in the ionosphere. A review // *J. Geomagn. Geoelectr. (Japan)*. 1991. V. 43. P. 551–562.
- [Kirchengast et al., 1995] *Kirchengast G., Hocke K., Schlegel K.* Gravity waves determined by modeling of traveling ionospheric disturbances in incoherent-scatter radar measurements // *Radio Sci.* 1995. V. 30(5). P. 1551–1567.
- [Klimenko et al., 2007] *Klimenko M.V., Klimenko V.V., Bryukhanov V.V.* Numerical modeling of the equatorial electrojet UT-variation on the basis of the model GSM TIP. *Adv // Radio Sci.* 2007. V. 5. P. 385–392.
- [Klimenko et al., 2011] *Klimenko M.V., Klimenko V.V., Ratovsky K.G. et al.* Numerical modeling of ionospheric effects in the middle- and low-latitude F region during geomagnetic storm sequence of 9–14 September 2005 // *Radio Sci.* 2011. V. 46. P. RS0D03. doi:10.1029/2010RS004590.
- [Knight et al., 2005] *Knight J.R., Vallis G.K., Folland C.K.* A stratospheric influence on the winter NAO and North Atlantic surface climate // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. P. L18715. doi:10.1029/2005GL023226.
- [Kofnman, 1997] *Kofnman W.* Plasma instabilities and their observations with the incoherent scatter technique. *Incoherent Scatter Theory, Practice, and Science*, ed. Alcayde D., Technical Report 97/53, EISCAT Scientific Association. 1997. P. 33–65.
- [Korenkov et al., 2012] *Korenkov Y.N., Klimenko V.V., Klimenko M.V. et al.* The global thermospheric and ionospheric response to the 2008 minor sudden stratospheric warming event // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. A10309. doi: 10.1029/2012JA018018.
- [Kudeki, Woodman, 1990] *Kudeki E., Woodman R.F.* A poststatistics steering technique for MST radar applications // *Radio Sci.* 1990. V. 25(4). P. 591–594. doi:10.1029/RS025i004p00591.
- [Kurihara et al., 2010] *Kurihara J., Ogawa Y., Oyama S. et al.* Links between a stratospheric sudden warming and thermal structures and dynamics in the high-latitude mesosphere, lower thermosphere, and ionosphere // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. P. L13806. doi: 10.1029/2010GL043643.
- [Kuttippurath, Nikulin, 2012] *Kuttippurath J., Nikulin G.* A comparative study of the major sudden stratospheric warmings in the Arctic winters 2003/2004 and 2009/2010 // *Atmos. Chem. Phys.* 2012. V. 12(17). P. 8115–8129.
- [Labitzke, 1981] *Labitzke K.* The amplification of height wave 1 in January 1979: A characteristic precondition for the major warming in February // *Mon. Wea. Rev.* 1981. V. 109. P. 983–989.
- [Lastovička, de la Morena, 1987] *Lastovička J., de la Morena B.A.* The response of the lower ionosphere in central and southern Europe to anomalous stratospheric conditions // *Phys. Scripta.* 1987. V. 35. P. 902–905.
- [Lastovička et al., 1990] *Lastovička J., Pancheva D., Zhang X.-J.* On some differences in the behaviour of the upper and lower part of the lower ionosphere in relation to meteorological parameters // *Ann. Geophys.* 1990. V. 8. P. 599–608.



- [Lathuillere et al., 1986] *Lathuillere C., Kofman W., Pibaret B.* Incoherent scatter measurements in F1-region // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1986. V. 48(9–10). P. 857–866.
- [Liu et al., 1990] *Liu C.H., Röttger J., Pan C.J., Franke S.J.* A model for spaced antenna observational mode for MST radars // *Radio Sci.* 1990. V. 25(4). P. 551–563. doi:10.1029/RS025i004p00551.
- [Liu, Roble, 2002] *Liu H.-L., Roble R.G.* A study of a self-generated stratospheric sudden warming and its mesospheric-lower thermospheric impacts using the coupled TIME-GCM/CCM3 // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107(D23). P. 4695. doi:10.1029/2001JD001533.
- [Liu et al., 2010] *Liu H.-L., Wang W., Richmond A.D., Roble R.G.* Ionospheric variability due to planetary waves and tides for solar minimum conditions // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115, A00G01, doi:10.1029/2009JA015188.
- [Liu et al., 2013] *Liu H.-L., Yudin V.A., Roble R.G.* Day-to-day ionospheric variability due to lower atmosphere perturbations. *Geophys. Res. Lett.* 2013. doi:10.1002/grl.50125.
- [Madden, 2007] *Madden R.A.* Large-scale, free Rossby waves in the atmosphere—an update // *Tellus.* 2007. V. 59A. P. 571–590.
- [Manney et al., 2009] *Manney G.L., Schwartz M.J., Krüger K. et al.* Aura Microwave Limb Sounder observations of dynamics and transport during the record-breaking 2009 Arctic stratospheric major warming // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. P. L12815. doi:10.1029/2009GL038586.
- [Marriott et al., 1979] *Marriott R.T., Richmond A.D., Venkateswaran S.V.* The quiet time equatorial electrojet and counter-electrojet // *J. Geomag. Geoelect.* 1979. V. 31. P. 311–340.
- [Martineau, Son, 2010] *Martineau P., Son S.-W.* Quality of reanalysis data during stratospheric vortex weakening and intensification events // *Geoph. Res. Lett.* 2010. V. 37(22). doi:10.1029/2010GL045237.
- [Matthewman et al., 2009] *Matthewman N., Esler J., Charlton-Perez A., Polvani L.* A New Look at Stratospheric Sudden Warmings. Part III: Polar Vortex Evolution and Vertical Structure. *J. Climate.* 2009. V. 22(6). P. 1566–1585. doi: 10.1175/2008JCLI2365.1.
- [Medvedev et al., 2013] *Medvedev A.V., Ratovsky K.G., Tolstikov M.V. et al.* Studying of the spatial-temporal structure of wavelike ionospheric disturbances on the base of Irkutsk incoherent scatter radar and Digisonde data // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2013. V. 105-106. P. 350–357.
- [Medvedeva et al., 2012] *Medvedeva I.V., Semenov A.I., Chernigovskaya M.A., Perminov V.I.* Studying Manifestations of 2008–2011 Sudden Stratospheric Warmings in East-Siberia and European Russia // *Geophysica.* 2012. V. 48(1–2). P. 91–103.
- [Medvedeva et al., 2011] *Medvedeva I.V., Beletsky A.B., Chernigovskaya M.A. et al.* Mesopause temperature variations during strong sudden stratospheric warmings in 2008–2010 // *Opt. Pura Apl.* 2011. V. 44(4). P. 701–705.
- [Mikhailov, Förster, 1999] *Mikhailov A.V., Förster M.* Some F2-layer effects during the January 06-11, 1997 CEDAR storm period as observed with the Millstone-Hill incoherent scatter facility // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1999. V. 61(3-4). P. 249–261.
- [Miyoshi, Fujiwara, 2003] *Miyoshi Y., Fujiwara H.* Day-to-day variations of migrating diurnal tide simulated by a GCM from the ground surface to the exobase // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30(15). P. 1789. doi: IO.1029/2003GL01 7695.
- [Myrab et al., 1984] *Myrabø H.K., Deehr C.S., Lybekk B.* Polar cap OH airglow rotational temperatures at the mesopause during a stratospheric warming event // *Planet. Space Sci.* 1984. V. 32. P. 853–856.
- [Namgaladze et al., 1988] *Namgaladze A.A., Koren'kov Yu.N., Klimenko V.V. et al.* Global model of the thermosphere-ionosphere-protonosphere system // *Pure Appl. Geophys. (PAGEOPH).* 1988. V. 127(2/3). P. 219–254.
- [Offermann, 1979] *Offermann D.* Recent advances in the study of the D-region winter anomaly // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1979. V. 41. P. 2446–2452.

- [Oliver et al., 1997] *Oliver W.L., Otsuka Y., Sato M. et al.* A climatology of F region gravity wave propagation over the middle and upper atmosphere radar // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102(A7). P. 14499–14512.
- [Onwumecheli, 1997] *Onwumecheli C.A.* The Equatorial Electrojet. The Netherlands: Gordon and Breach Science Publishers, 1997. 627 pp.
- [Pancheva, Mukhtarov, 2011] *Pancheva D., Mukhtarov P.* Stratospheric warmings: The atmosphere–ionosphere coupling paradigm // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2011. V. 73(13). P. 1697–1702. doi:10.1016/j.jastp.2011.03.006.
- [Pancheva, Spassov, 1989] *Pancheva D., Spassov Ch.* Influence of the stratospheric warmings during the winters of 1985–1987 on the ionospheric D- and F-regions // *Bulgarian Geophys. J.* 1989. V. 14(2). P. 34–45 (in Bulgarian).
- [Pedatella, Forbes, 2010] *Pedatella N.M., Forbes J.M.* Evidence for stratosphere sudden warming-ionosphere coupling due to vertically propagating tides // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. № 11.
- [Raghavarao, Anandarao, 1980] *Raghavarao R., Anandarao B.G.* Vertical winds as a plausible cause for equatorial counter electrojet // *Geophys. Res. Lett.* 1980. V. 7. P. 357–360.
- [Rastogi, 1999] *Rastogi R.G.* Morphological aspects of a new type of counter electrojet event // *Ann. Geophys.* 1999. V. 17. P. 210. doi: 10.1007/s00585-999-0210-6.
- [Reinisch, 1986] *Reinisch B.W.* New techniques in ground-based ionospheric sounding and studies // *Radio Sci.* 1986. V. 21(3). P. 331–346.
- [Rienecker et al., 2011] *Rienecker M.M., Suarez M.J., Gelaro R. et al.* MERRA: NASA's Modern-Era Retrospective Analysis for Research and Applications // *J. Climate.* 2011. V. 24. P. 3624–3648. doi:10.1175/JCLI-D-11-00015.1.
- [Rishbeth, Garriott, 1969] *Rishbeth H., Garriott O.K.* Introduction to Ionospheric Physics. San Diego, Calif: Academic, 1969.
- [Roble, Ridley, 1994] *Roble R.G., Ridley E.C.* A thermosphere-ionosphere-mesosphere-electrodynamics general circulation model (TIME-GCM): equinox solar cycle minimum simulations (30–500 km) // *Geophys. Res. Lett.* 1994. V. 21, 417–420.
- [Ratovsky et al., 2008] *Ratovsky K.G., Medvedev A.V., Tolstikov M.V., Kushnarev D.S.* Case studies of height structure of TID propagation characteristics using cross-correlation analysis of incoherent scatter radar and DPS-4 ionosonde data // *Adv. Space Res.* 2008. V. 41(9). P. 1453–1457. doi:10.1016/j.asr.2007.03.008.
- [Rottger, 1997] *Rottger J.* Radar observations of the middle and lower atmosphere. Incoherent Scatter Theory, Practice, and Science, ed. Alcayde D. Technical Report 97/53, EISCAT Scientific Association. 1997. P. 263–314.
- [Roazanov et al., 2005] *Roazanov E., Schraner M., Egorova T. et al.* Assessment of the ozone and temperature variability during 1979–1993 with the chemistry-climate model SOCOL // *Adv. Space Res.* 2005. V. 35(8). P. 1375–1384.
- [Rowe et al., 1969] *Rowe J.N., Ferraro A.J., Lee H.S., Mitra A.P.* Changes in electron density and collision frequency at University Park, Pennsylvania during the stratospheric warming of 1967/68 // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1969. V. 31. P. 1077–1082.
- [Salah et al., 1991] *Salah J.E., Johnson R.M., Tepley C.A.* Coordinated incoherent scatter radar-mobservations of semidiurnal tide in the lower thermosphere // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96(2). P. 1071–1080.
- [Sassi et al., 2012] *Sassi F., Garcia R.R., Hoppel K.W.* Large-Scale Rossby Normal Modes during Some Recent Northern Hemisphere Winters // *J. Atmos. Sci.* 2012. V. 69. P. 820–839. doi: 10.1175/JAS-D-11-0103.1.
- [Scherhag, 1952] *Scherhag R.* Die explosionsartige Stratosphärenenerwärmung des Spätwinters 1951/52. *Ber. Deut. Wetterdienstes.* 1952. V. 6(38). P. 51–63.
- [Schlegel, 1997] *Schlegel K.* The use of incoherent scatter data in ionospheric and plasma research. Incoherent Scatter Theory, Practice, and Science, ed. Alcayde D., Technical Report 97/53, EISCAT Scientific Association. 1997. P. 89–120.

- [Schoeberl, 1978] *Schoeberl M.R.* Stratospheric warmings: Observations and theory // *Rev. Geophys.* 1978. V. 16. P. 521–538.
- [Schunk, Nagy, 2009] *Schunk R.W., Nagy A.* Ionospheres: Physics, Plasma Physics and Chemistry. N. Y.: Cambridge Univ. Press, 2009. 584 pp.
- [Schwartz et al., 2008] *Schwartz M.J., Lambert A., Manney G.L. et al.* Validation of the Aura Microwave Limb Sounder temperature and geopotential height measurements // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. D15S11. doi:10.1029/2007JD008783.
- [Shapley, Beynon, 1965] *Shapley A.H., Beynon W.J.G.* Winter anomaly in the ionospheric absorption and stratospheric warming // *Nature.* 1965. V. 206(4990). P. 242–243.
- [Singh, Cole, 1987] *Singh A., Cole K.D.* A numerical model of the ionospheric dynamo. 1. Formulation and numerical technique // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1987. V. 49(6). P. 521–527.
- [Siskind et al., 2005] *Siskind D.E., Coy L., Espy P.* Observations of stratospheric warmings and mesospheric coolings by the TIMED SABER instrument // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. P. L09804. doi:10.1029/2005GL022399.
- [Siskind et al., 2010] *Siskind D.E. et al.* Linkages and Coupling Between the Lower and Upper Atmosphere. Report on Earth System Prediction Capability (ESPC) Workshop. 10 September, 2010.
- [Smith, 1997a] *Smith A.K.* Longitudinal variability of the mesopause SAO // *Geophys. Res. Lett.* 1997. V. 24. P. 1991–1994.
- [Smith, 1997b] *Smith A.K.* Stationary planetary waves in upper mesospheric winds // *J. Atmos. Sci.* 1997. V. 54. P. 2129–2145.
- [Smith, 1996] *Smith A.K.* Longitudinal variations of mesospheric winds: Evidence for gravity wave filtering by planetary waves // *J. Atmos. Sci.* 1996. V. 53. P. 1156–1173.
- [Sridharan et al., 2009] *Sridharan S., Sathishkumar S., Gurubaran S.* Variabilities of mesospheric tides and equatorial electrojet strength during major stratospheric warming events // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 4125–4130.
- [Stan, Straus, 2009] *Stan C., Straus D.* Stratospheric predictability and sudden stratospheric warming events // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114(D12). doi: 10.1029/2008JD011277.
- [Stening, 1977] *Stening R.J.* Electron density profile changes associated with the equatorial electrojet // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1977. V. 39. P. 157.
- [Stening, 1989] *Stening R.J.* A diurnal modulation of the lunar tide in the upper atmosphere // *Geophys. Res. Lett.* 1989. V. 16. P. 307. doi: 10.1029/GL016i004p00307.
- [Stening et al., 1996] *Stening R.J., Meek C.E., Manson A.H.* Upper atmosphere wind systems during reverse equatorial electrojet events // *Geophys. Res. Lett.* 1996. V. 23. P. 3243–3246. doi: 10.1029/96GL02611.
- [Stening et al., 1997] *Stening R.J., Forbes J.M., Hagan M.E., Richmond A.D.* Experiments with a lunar atmospheric tidal model // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 13465. doi: 10.1029/97JD00778.
- [Vineeth et al., 2007] *Vineeth C., Pant T.K., Devasia C.V., Sridharan R.* Atmosphere-ionosphere coupling observed over the dip equatorial MLTI region through the quasi 16-day wave // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34(12). P. L12102.
- [Vineeth et al., 2009] *Vineeth C., Pant T.K., Sridharan R.* Equatorial counter electrojets and polar stratospheric sudden warmings – a classical example of high latitude-low latitude coupling? *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 3147.
- [Walterscheid et al., 2000] *Walterscheid R.A., Sivjee G.G., Roble R.G.* Mesospheric and lower thermospheric manifestation of a stratospheric warming over Eureka, Canada (80°N) // *Geophys. Res. Lett.* 2000. V. 27(18). P. 2897–2900.
- [Wang, Alexander, 2009] *Wang L., Alexander M.J.* Gravity wave activity during stratospheric sudden warmings in the 2007–2008 Northern Hemisphere winter // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. D18108. doi:10.1029/2009JD011867.
- [Wang et al., 2011] *Wang H., Fuller-Rowell T.J., Akmaev R.A. et al.* First simulations with a whole atmosphere data assimilation and forecast system: The January 2009

- major sudden stratospheric warming // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. P. A12321. doi: 10.1029/2011JA017081.
- [Whiteway, Carswell, 2004] *Whiteway J.A., Carswell A.I.* Rayleigh Lidar Observations of Thermal Structure and Gravity Wave Activity in the High Arctic during a Stratospheric Warming // J. Atmos. Sci. 2004. V. 51(21). P. 3122–3136.
- [Winick et al., 2009] *Winick J.R., Wintersteiner P.P., Picard R.H. et al.* OH layer characteristics during unusual boreal winters of 2004 and 2006 // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. P. A02303. doi:10.1029/2008JA013688.
- [Yamashita et al., 2010] *Yamashita C., Liu H.-L., Chu X.* Responses of mesosphere and lower thermosphere temperatures to gravity wave forcing during stratospheric sudden warming // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. P. L09803. doi:10.1029/2009GL042351.
- [Yue et al., 2010] *Yue X., Schreiner W.S., Lei J. et al.* Global ionospheric response observed by COSMIC satellites during the January 2009 stratospheric sudden warming event // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. P. A00G09. doi:10.1029/2010JA015466.

### **IV.3. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ИОНОСФЕРУ ЗЕМЛИ С ПОМОЩЬЮ СИГНАЛОВ НАВИГАЦИОННЫХ СИСТЕМ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ НА ТРАССАХ СПУТНИК–СПУТНИК**

*А. Г. Павельев, С. С. Матюгов, О. И. Яковлев, А. А. Павельев, В. Н. Губенко, В. А. Ануфриев*

Воздействие солнечной активности на плазменную оболочку Земли необходимо учитывать при анализе условий работы устройств штатных линий радиосвязи, радионавигации, радиолокации, радиоуправления и других, устанавливаемых на спутниках и летательных аппаратах, находящихся в околоземном пространстве. Высокостабильные, синхронизированные атомными часами, радиосигналы космических навигационных систем (GPS, GALILEO, ГЛОНАСС и других) — эффективное средство исследования воздействия солнечной активности и процессов в околоземной плазме на условия прохождения радиоволн в ионосфере и магнитосфере Земли.

В работе анализируются результаты измерений характеристик радиоволн, прошедших через магнитосферу и ионосферу Земли, осуществленных на двух частотах навигационной системы GPS в ходе работы в 2002–2013 гг. радиозатменных миссий CHAMP и FORMOSAT-3 на трассах спутники GPS–низкоорбитальные спутники. Определена зависимость индекса осцилляций интенсивности S4 от солнечной активности в течение 2002–2012 гг. Выявлена 4–7 месячная периодичность вариаций индекса S4, подобная установленной ранее закономерности в зависимости интегрального электронного содержания в околоземном пространстве от времени в течение 23 цикла солнечной активности. Разработана модернизированная методика для измерения воздействия слоистых и случайных неоднородностей на вариации амплитуды и фазы радиозатменных сигналов на трассах спутник–спутник. Сформулирован принцип локальности при радиозатменном зондировании атмосфер и ионосфер Земли и планет. На основе принципа созданы и апробированы по данным радиозатменных экспериментов: 1) одночастотный метод измерения интегрального поглощения в атмосфере Земли, точность которого выше 0.1 дБ в дециметровом диапазоне радиоволн; 2) метод определения высоты, наклона, пространственного смещения слоев, что позволяет определять наклон фронтов и собственную частоту внутренних волн. Установлена связь между индексом S4 и вариациями второй производной по времени от фазового пути прошедших сквозь околоземную плазму радиоволн. Установленная связь указывает на преобладающий вклад слоистых структур в индекс S4, измеренный в радиозатменных экспериментах на трассе спутник–спутник. Полученные результаты могут применяться для обработки данных будущих радиозатменных миссий для оперативного контроля состояния атмосферы и ионосферы Земли, а также предназначенных для исследования атмосфер и ионосфер Венеры, Марса и других планет.

#### **1. Принцип локальности и метод спутникового радиозондирования атмосфер и ионосфер Земли и планет**

##### **1.1. Состояние проблемы**

Высокостабильные сигналы, синхронизированные атомными стандартами частоты и излучаемые спутниками GPS, создают на высотах от 0 до 20000 км глобальные радиополя, необходимые для навигации, наведения, определения местоположения

и других целей. Эти сигналы можно использовать, с одной стороны, для глобального мониторинга естественных процессов, происходящих в магнитосфере, ионосфере и нейтральной атмосфере, и, с другой стороны, для изучения эффектов и условий распространения радиоволн (дифракции, рефракции, поглощения в атмосфере и рассеяния, отражения от поверхности суши и океана). Наиболее перспективные направления дистанционного радиозондирования — это двухпозиционная радиолокация земной поверхности и радиозатменный мониторинг атмосферы и ионосферы на трассе спутник–спутник.

В радиозатменном методе используются высокостабильные радиосигналы с частотами  $f_1 = 1575.42$  МГц и  $f_2 = 1227.60$  МГц, излучаемые спутниками GPS и принимаемые низкоорбитальными спутниками с целью дистанционного зондирования ионосферы и атмосферы [Pavelyev et al., 2004; Hajj, Romans, 1998; Igarashi et al., 2001; Wickert et al., 2001; Wickert et al., 2004; Sokolovskiy et al., 2002; Jensen et al., 2003; Gorbunov, Lauritsen, 2004; Gorbunov, Kirchengast, 2005; Gorbunov et al., 2002; Gorbunov et al., 2010; Wu et al., 2005; Pavelyev et al., 2007; Pavelyev et al., 2009; Liou, Pavelyev, 2006; Liou et al., 2002; Liou et al., 2003; Liou et al., 2005; Liou et al., 2007; Liou et al., 2010; Arras et al., 2008; Arras et al., 2009; Arras et al., 2010]. Радиозатменный мониторинг можно сопоставить с методами наземной и космической томографии [Jakowski et al., 2004; Kunitsyn, Tereshchenko, 2003]. Радиозатменный метод позволяет извлекать большой объем данных о распределении электронной концентрации в верхней и нижней ионосфере над всеми районами Земли, что дает важный источник информации о глобальной морфологии ионосферы и ионосферных процессов [Kelley et al., 2004; Kelley, Heelis, 2009]. В частности, радиозатменный метод был использован для глобального изучения спорадических E<sub>S</sub>-слоев в нижней ионосфере в зависимости от широты, долготы и местного времени [Wickert et al., 2004; Wu et al., 2005; Pavelyev et al., 2009; Liou, Pavelyev, 2006; Arras et al., 2008; Arras et al., 2009; Arras et al., 2010; Pavelyev et al., 2010a; Pavelyev et al., 2010b; Pavelyev et al., 2011]. Эти исследования дали сведения, важные для понимания процессов формирования спорадических E<sub>S</sub>-слоев, зависящих главным образом от ориентации магнитного поля Земли и действия механизма ветрового сдвига [Whitehead, 1961; Plane, 2003; Pavelyev et al., 2003; Haldoupis et al., 2007]. Основным источником энергии такого механизма, по-видимому, термосферные ветры и атмосферные приливы [Arras et al., 2010]. Пространственные распределения спорадических E<sub>S</sub>-слоев представляют собой важный элемент для исследования связей естественных процессов в нейтральной и ионизированной компоненте ионосферы. Положение и интенсивность спорадических E<sub>S</sub>-слоев могут сильно влиять на качество радиосвязи в высокочастотном диапазоне. С другой стороны, исследования структуры атмосферы существенно зависят от воздействия ионосферы на радиозатменные сигналы. Принято считать, что в обычных условиях ионосфера вносит малый вклад в изменение амплитуды сигналов в радиозатменных экспериментах. Этот вклад может быть уменьшен с помощью методов ионосферной коррекции [Melbourne et al., 1994; Воробьев, Красильникова, 1993; Gorbunov, 2002a; Melbourne, 2004]. Возмущенная ионосфера может значительно влиять не только на фазу, но также и на амплитуду сигнала. Сильные амплитудные и фазовые вариации сигналов систематически наблюдаются при высоте перигея луча  $h(T)$  от 30 до 85 км выше основной части нейтральной атмосферы и ниже E-слоя ионосферы. Заметные амплитудные и фазовые вариации сигналов на низких высотах дают дополнительный источник информации для дистанционного зондирования атмосферы и ионосферы, включая детектирование и определение характеристик распространения внутренних волн в атмосфере и ионосфере [Gubenko et al., 2008]. Точное знание пространственного положения, высоты и наклона ионосферных

спорадических E<sub>S</sub>-слоев важно для оценки проводимости ионосферы [Kelley et al., 2004; Kelley, Heelis, 2009].

Ранее в радиозатменных экспериментах высота спорадических E<sub>S</sub>-слоев принималась равной высоте перигея лучевой линии [Wu et al., 2005; Arras et al., 2008; Arras et al., 2009; Arras et al., 2010; Воробьев и др., 1997; Hocke, 1997; Павельев, Кучерявенков, 1978; Gorbunov et al., 1996; Ware et al., 1996; Kursinski et al., 1997; Rocken et al., 1997; Павельев, 1998; Hocke et al., 1999; Gorbunov, 2002b; Кисляков, Станкевич, 1967; Матюгов и др., 1994]. Это предположение может нарушаться при наличии горизонтальных градиентов в ионосфере. В работе [Wickert et al., 2004] амплитудные вариации сигналов, наблюдаемых при низких высотах перигея луча, объясняются влиянием наклонных плазменных структур, а также приведены соотношения для определения положения, высоты и наклона ионосферных слоев.

Связь между производными фазы, эйконала и доплеровской частоты по времени и интенсивностью радиоволн, распространяющихся через околоземное пространство, была обнаружена с помощью теоретического анализа и подтверждена при обработке радиолограмм, полученных в радиозатменных экспериментах [Pavelyev et al., 2007; Pavelyev et al., 2009; Liou, Pavelyev, 2006; Liou et al., 2007; Liou et al., 2010; Pavelyev et al., 2010b].

В первом разделе сформулирован и подтвержден экспериментально для случая сферически симметричной слоистой среды принцип локальности, в соответствии с которым основной вклад в вариации амплитуды и фазы прошедших через неоднородную среду радиоволн вносят окрестности тангенциальных точек, где градиент показателя преломления перпендикулярен лучевой траектории. Принцип локальности утверждает, что при равенстве рефракционных ослаблений, измеренных отдельно по вариациям амплитуды и фазы зондирующих радиоволн, и отсутствию поглощения, тангенциальная точка совпадает с перигеем радиолуча относительно центра сферической симметрии. На основе принципа создан одночастотный метод измерения поглощения, основанный на исключении рефракционного ослабления из измерений интенсивности прошедших через слоистую среду радиоволн. Получены ранее неизвестные соотношения, определяющие высоту и пространственное смещение тангенциальной точки при наличии в среде горизонтальных градиентов, что позволяет определять по экспериментальным данным положение и наклон слоев. Соотношения проверены и подтверждены экспериментально на основе анализа данных спутниковых радиозатменных миссий CHAMP, FORMOSAT-3 и других. Создана методика, позволяющая отдельно измерять характеристики турбулентных и слоистых образований, а также определять положение фронтов внутренних атмосферных (ионосферных) волн, что существенно расширяет возможности и открывает новое направление геофизических применений дистанционного радиозондирования, в том числе, для исследования слоистых структур и волновых процессов в атмосферах и ионосферах Земли, Венеры и других планет.

## 1.2. Принцип локальности

Для формулировки принципа локальности применим опубликованное в 2006 г. соотношение [Liou, Pavelyev, 2006], связывающее ускорение эйконала  $a$  и рефракционное ослабление  $X_p(t)$  радиоволны, излучаемой передатчиком  $G$  и принимаемой антенной  $L$  после прохождения через сферически симметричную среду (трасса  $GTL$ , рис. 1

$$1 - X_p(t) = ma, \quad a = \frac{d^2\Phi(t)}{dt^2}, \quad m = d_2 \frac{1 - d_2/R_0}{(dp_s/dt)^2}, \quad (1)$$



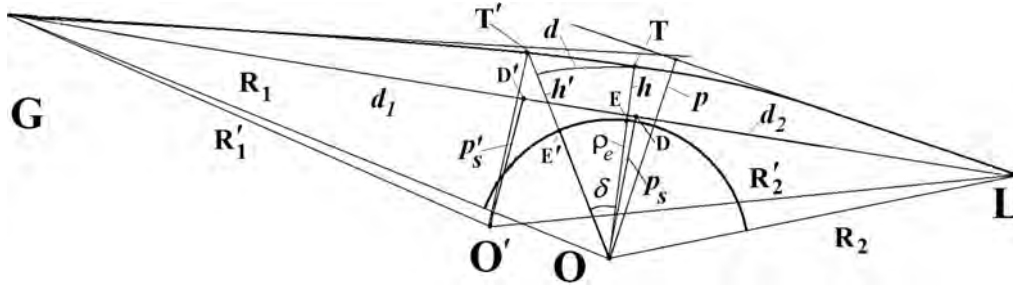


Рис. 1. Схема радиозатменных измерений

где  $d_2$  и  $R_0$  — расстояния вдоль прямых линий  $DL$  и  $GL$  соответственно,  $D$  — проекция центра симметрии  $O$  на линию прямой видимости  $GL$ ,  $p$ ,  $p_s$  — прицельные параметры, соответствующие лучевой траектории  $GTL$  и прямой  $GL$ . Величина  $m$  определяется из траекторных данных. Приближенное равенство (1) выполняется при условии [Liou et al., 2007]

$$\left| (p - p_s) \frac{dR_{1,2}}{dt} \right| \ll \left| p_s \frac{dp_s}{dt} \right|, \quad (2)$$

где  $R_{1,2}$  — расстояния  $OL$  и  $OG$  (рис. 1). При отсутствии поглощения  $X_p(t)$  совпадает с рефракционным ослаблением  $X_a(t)$ , найденным из амплитудных данных [Liou, Pavelyev, 2006]

$$X_p(t) \equiv X_a(t), \quad X_a(t) = I/I_0, \quad (3)$$

где  $I_0$ ,  $I$  — интенсивности радиоволн до и после вхождения радиолуча в среду.

Согласно (1) в перигее радиолуча  $T$  (рассматриваемом относительно центра симметрии) рефракционные ослабления, рассчитанные по вариациям амплитуды и фазы радиоволн должны совпадать. Коэффициент  $m$  в (1) зависит от расстояний  $TL$ ,  $TG$ , поэтому полученное из экспериментальной величины ускорения  $a$  значение рефракционного ослабления  $X_p(t)$  в случае изменения положения центра симметрии отличается от  $X_a(t)$ , что дает возможность определять горизонтальное смещение перигея радиолуча.

Тождество (3) позволяет сформулировать принцип локальности для случая сферически симметричной среды, однолучевого распространения и отсутствия поглощения радиоволн.

При отсутствии поглощения для того, чтобы некоторая точка на лучевой траектории совпала с перигеем радиолуча относительно центра симметрии, необходимо и достаточно тождественного равенства рефракционных ослаблений, определенных по вариациям фазы (1) и интенсивности (3) прошедших через среду радиоволн.

**Следствие 1.** Если известно положение перигея радиолуча, то в соответствии с принципом локальности, полное поглощение  $\Gamma$  в атмосфере (ионосфере) можно определить из уравнений (1) и (3) путем исключения  $X_p(t)$ , найденного из измерений эйконала на одной частоте [Wickert et al., 2001; Wickert et al., 2004; Sokolovskiy et al., 2002]

$$\Gamma = -10 \ln \left[ \frac{X_a(t)}{X_p(t)} \right]. \quad (4)$$

Отклонения от тождества (3) могут быть связаны с многолучевым распространением, дифракцией, рассеянием, влиянием турбулентности и неоднородностей в атмосфере и ионосфере.

Принцип локальности выполняется в случае смещения центра сферической симметрии из точки  $O$  в точку  $O'$  (рис. 1), если условие (2) сохраняется при замене  $p, p_s, R_{1,2}$  на  $p', p'_s, R'_{1,2}$ , где  $R'_{1,2}$  — расстояния  $O'L$  и  $O'G$  соответственно (рис. 1). При этом уравнение (1) примет вид

$$1 - X'_p(t) = m'a, \quad a = \frac{d^2\Phi(t)}{dt^2}, \quad m' = d'_2 \frac{1 - d_2/R_0}{(dp'_s/dt)^2}, \quad (5)$$

где  $m'$  — значение параметра  $m$ , соответствующее центру  $O'$  сферической симметрии слоя,  $d'_2$  — расстояние  $D'L$ ,  $p'_s$  — прицельный параметр, соответствующий линии прямой видимости  $GL$  и центру  $O'$ . Первое уравнение (5) отличается от уравнения (1) другими значениями рефракционного ослабления  $X'_p(t)$ , и множителя  $m'$  при тех же значениях ускорения эйконала  $a$  и рефракционного ослабления  $X_a(t)$ . Поэтому принцип локальности (3) выполняется в следующей форме:

$$X_a(t) \equiv X'_p(t). \quad (6)$$

Тождество (6) обобщает (3) на общий случай, в котором центр сферической симметрии  $O$  смещен в произвольную точку.

**Следствие 2.** Принцип локальности позволяет определить смещение перигея радиолуча  $d$  относительно прежнего положения, а также найти высоту и наклон слоя (рис. 1). Для нового центра сферической симметрии  $O'$  выполняется тождество

$$1 - X_a(t) \equiv \frac{m'}{m}(1 - X_p), \quad (7)$$

где рефракционное ослабление  $X_p$  было получено из уравнения (1) по вариациям второй производной эйконала, а коэффициенты  $m', m$  соответствуют центрам сферической симметрии  $O'$  и  $O$ . Из тождества (7) и уравнения (1) следует

$$X_p - X_a(t) = \left( \frac{m'}{m} - 1 \right) (1 - X_p) = \left[ \frac{d'_2(1 - d_2/R_0)(dp_s/dt)^2}{d_2(1 - d_2/R_0)(dp'_s/dt)^2} - 1 \right] (1 - X_p). \quad (8)$$

Если смещение центра сферической симметрии удовлетворяет условиям

$$\frac{d_2}{R_0}, \frac{d'_2}{R_0} \ll 1, \quad \frac{dp_s}{dt} \approx \frac{dp'_s}{dt}, \quad (9)$$

то из (8) следует

$$X_p - X_a(t) = \frac{d'_2 - d_2}{d_2} (1 - X_p) = \frac{d}{d_2} (1 - X_p). \quad (10)$$

Соотношение (10) устанавливает закономерную связь между вариациями рефракционных ослаблений, найденных по амплитудным и фазовым данным прошедших через сферически симметричную слоистую среду радиоволн, и смещением перигея радиолуча  $d = d'_2 - d_2$  относительно стандартного положения, определяемому в радиозатменном методе по минимальному расстоянию от поверхности Земли (планеты). Из (10) можно получить следующее соотношение для смещения  $d$  перигея  $T'$  относительно стандартного положения  $T$ :

$$d = d'_2 - d_2 = d_2 \frac{A_a - A_p}{A_p}, \quad d_2 = \sqrt{R_2^2 - p_s^2}, \quad (11)$$

где  $A_a, A_p$  — амплитуды вариаций рефракционных ослаблений  $X_a, X_p$ , которые можно определить, например, посредством численного преобразования Гильберта.

Выражение (11) устанавливает следующее правило: смещение перигея лучевой траектории определяется отношением амплитуд аналитических функций  $A_{a,p}$ , полу-

ченных из вариаций интенсивности и эйконала радиозатменного сигнала. Смещение  $d$  положительно (отрицательно) в зависимости от знака разности  $A_a - A_p$ , а перигей  $T'$  расположен на части лучевой траектории  $GT$  или  $TL$  соответственно. Заметим, что выражение (11) справедливо в случае, когда один из спутников находится от точки  $T$  на расстоянии, много большем, чем другой. Это условие выполняется, когда в радиозатменных экспериментах используются линии связи космический аппарат–Земля или низкоорбитальный спутник–навигационный спутник [Jensen et al., 2003].

Коррекция высоты слоя  $\Delta h$  и его наклонение  $\delta$  по отношению к локальному горизонту можно получить из измеренной величины смещения  $d$  [Gorbunov et al., 2002]

$$\delta = \frac{d}{r_e}, \quad \Delta h = 0.5d\delta, \quad (12)$$

где  $r_e$  равно расстоянию  $TO$  (рис. 1).

**Следствие 3.** В силу локальной сферической симметрии возможно применение алгоритмов решения обратной задачи, основанных на преобразовании Абеля, для определения высотных профилей градиентов показателя преломления в наклонных слоистых структурах, смещенных относительно стандартного положения перигея радиолуча.

**Следствие 4.** Возможно разделение вклада турбулентных и слоистых структур путем совместного анализа вариаций амплитуды и фазы радиоволн в радиозатменном методе.

**Следствие 5.** Стандартное определение перигея радиолуча в радиозатменном методе по минимальному значению расстояния лучевой траектории до поверхности приводит к заниженной оценке (систематической ошибке) высоты слоев в атмосферах (ионосферах) Земли и планет. Указанная ошибка равна нулю для горизонтальных слоев и возрастает при увеличении их наклона.

Таким образом, радиозатменный метод может применяться для обнаружения наклонных слоев, если перигей радиолуча относительно центра локальной симметрии находится на лучевой траектории, проходящей вдоль слоя. В случае локально сферически симметричных слоев при выполнении условий (2) радиозатменный метод позволяет определять смещение, наклон и высоту относительно поверхности Земли или планеты.

Следствия 1–4 существенно расширяют область применения радиозатменного метода для: 1) высокоточного одночастотного метода измерения высотных профилей слабого поглощения в атмосферах (ионосферах) Земли и планет, 2) определения смещения, наклона и высоты слоев относительно поверхности Земли или планеты, 3) измерения высотных профилей градиентов показателя преломления в слоистых структурах, смещенных относительно стандартного положения перигея радиолуча, 4) разделения вкладов турбулентных и слоистых структур в радиозатменный сигнал.

Следствие 5 указывает на возможность систематической ошибки при высотной привязке наклонных слоев, связанной со смещением центра сферической симметрии.

### 1.3. Возможность определения интегрального поглощения радиоволн

Результаты оценки интегрального поглощения в зависимости от высоты в атмосфере, полученные по данным эксперимента на спутнике CHAMP (№ 0159, 14:54 UT), показаны на рис. 2а, б. Эксперимент был проведен 16 июня 2003 г. и соответствует полярной области с географическими координатами  $83.0^\circ$  с.ш.,  $258.6^\circ$  з.д. Рефракционные ослабления  $X_a(h)$ ,  $X_p(h)$ , рассчитанные из амплитудных и фазовых данных с использованием формул (1), (3), показаны на рис. 2а (кривые 1 и 2 соответственно). Плавные кривые 3 на рис. 2а получены методом наименьших

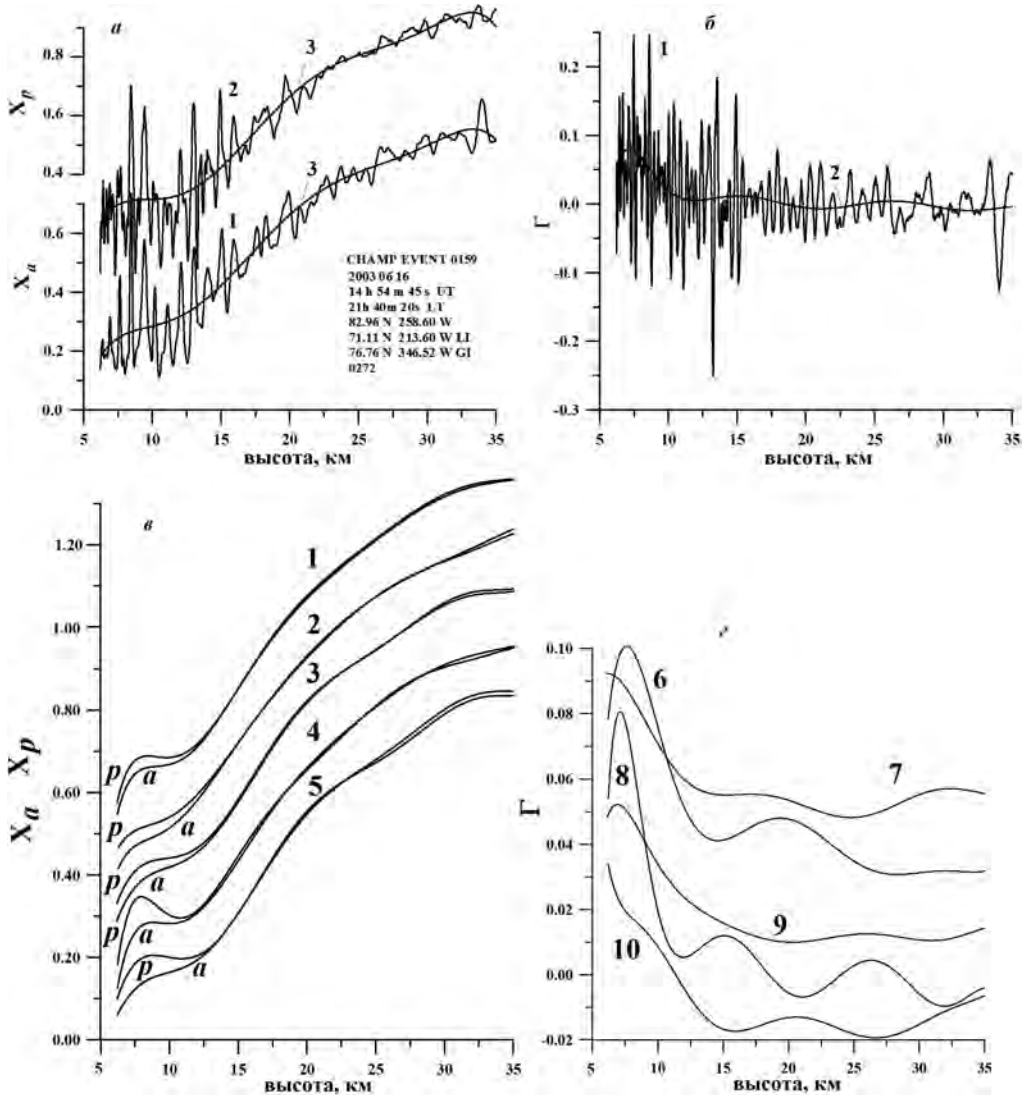


Рис. 2. Определение высотной зависимости слабого интегрального поглощения в атмосфере на длине волны 19 см, полученной на основе принципа локальности по данным радиозатменных измерений. Кривые 1–4 (в), и кривые 6, 7, 9, 10 (г) смещены для сравнения вдоль вертикальной оси. Минимальные и максимальные значения интегрального поглощения  $\Gamma$  на рисунке г равны: кривая 6 — 0.01, 0.062; кривая 7 — 0.001, 0.043; кривая 8 — 0.01, 0.081; кривая 9 — 0.0064, 0.0336; кривая 10 — 0.002, 0.046

квадратов. Вариации рефракционных ослаблений (кривые 1 и 2) практически совпадают и изменяются (в среднем) до 10–15 дБ на высоте около 5 км (рис. 2а), что подтверждает выполнение соотношения (1). Оценка высотной зависимости интегрального поглощения  $\Gamma$  показана кривыми 1 и 2 на рис. 2б. Кривая 1 рассчитана с помощью соотношения (4) из ослаблений  $X_a(h)$ ,  $X_p(h)$ . Кривая 2 получена методом наименьших квадратов. Влияние поглощения в атмосферном кислороде заметно ниже

высоты 15 км (рис. 2б). Систематические ошибки можно оценить при отрицательных значениях полного поглощения  $\Gamma$  и составляют примерно  $\pm 0.01$ , согласно данным на рис. 2б. На рис. 2в, г кривые 1–5 показывают вертикальные профили ослаблений  $X_a(h)$ ,  $X_p(h)$ , а кривые 6–10 демонстрируют соответствующие высотные зависимости интегрального поглощения  $\Gamma$ , полученные в результате обработки данных пяти радиозатменных экспериментов, осуществленных с помощью спутника CHAMP 16 июня 2003 г.

Кривые 1–4, 6, 7, 9, 10 смещены для сравнения вдоль вертикальной оси. Минимальные и максимальные значения интегрального поглощения  $\Gamma$  на рис. 2г равны: кривая 6 — 0.01, 0.062; кривая 7 — 0.001, 0.043; кривая 8 — 0.01, 0.081; кривая 9 — 0.0064, 0.0336; кривая 10 — 0.002, 0.046.

Сеансы измерений (№ 122, 02:27 LT, 77.6° с.ш., 141.0° з.д.; № 173, 17:35 LT, 80.9° с.ш., 337.1° з.д., № 0030, 20:59 LT, 77.9° с.ш., 83.5° з.д., № 0159, 21:40 LT, 83.0° с.ш., 258.6° з.д. и № 0203, 16:56 LT, 76.3° с.ш., 37.9° з.д.) соответствуют северным полярным регионам. На высотах между 12 и 30 км, профили  $X_a(h)$ ,  $X_p(h)$  практически совпадают, ниже 12 км заметно разделение кривых  $X_a(h)$ ,  $X_p(h)$ , обозначенное на рис. 2в индексами  $a$ ,  $p$ , что указывает на наличие ощутимого поглощения в атмосфере, величина которого в среднем близка к значению  $0.0096 \pm 0.0024$  дБ/км, соответствующему данным измерений на длине волны 32 см [Gorbunov, Lauritsen, 2004] и результатам расчетов, проведенных в [Gorbunov, Kirchengast, 2005]. Величина интегрального поглощения изменяется в пределах 0.034–0.081 в диапазоне высот 12–5 км (рис. 2г, кривые 6–10). Методика одночастотных измерений перспективна для изучения географического и сезонного распределения поглощения на основе радиозатменных данных.

Теоретический и экспериментальный анализ радио голограмм, зарегистрированных радиозатменными миссиями CHAMP, FORMOSAT-3 и другими, выявил важную взаимосвязь между изменениями производных по времени фазы (эйконала), доплеровской частоты и интенсивности зондирующих радиоволн. Эта зависимость имеет важное значение для высокоточных измерений поглощения радиоволн, необходимых для измерения содержания водяного пара и малых газовых составляющих атмосферы, планируемых в будущих радиозатменных миссиях. Сформулированный принцип локальности существенно расширяет возможности применения радиозатменного метода к исследованию атмосфер и ионосфер Земли и планет.

#### 1.4. Определение положения плазменных слоев по данным спутника CHAMP

Для рассмотрения возможности определения положения плазменных слоев были использованы данные радиопросвечивания, полученные с помощью спутника CHAMP (19 ноября 1985 г., 0 ч 50 мин UT, 17.3° ю.ш., 197.3° з.д.), в которых имеются сильные квазирегулярные амплитудные и фазовые вариации. Рефракционные ослабления сигналов CHAMP  $X_p$ ,  $X_a = X$  (левая панель) и амплитуды  $A_a = A$ ,  $A_p$  аналитических сигналов (правая панель), полученные после обработки экспериментальных данных, показаны на рис. 3 в виде функций высоты перигея радиолуча. Ускорение эйконала  $a$  оценивалось методом двукратного дифференцирования среднеквадратичного полинома второй степени на временном интервале  $\Delta t = 0.5$  с. Временной интервал примерно соответствует вертикальной зоне Френеля  $\sim 1$  км, так как вертикальная компонента скорости радиолуча составляла  $\sim 2.1$  км/с. Рефракционное ослабление  $X_p$  получено из величины  $a$  с использованием (1). Величина  $m$  определялась из орбитальных данных. Рефракционное ослабление  $X_a$  взято из амплитудных радиозатменных данных с усреднением на том же временном интервале 0.5 с. На высотных интервалах 42–46 км и 96–106 км вариации рефракционных ослаблений  $X_a$ ,  $X_p$  имеют сильную связь и могут рассматриваться как когерентные

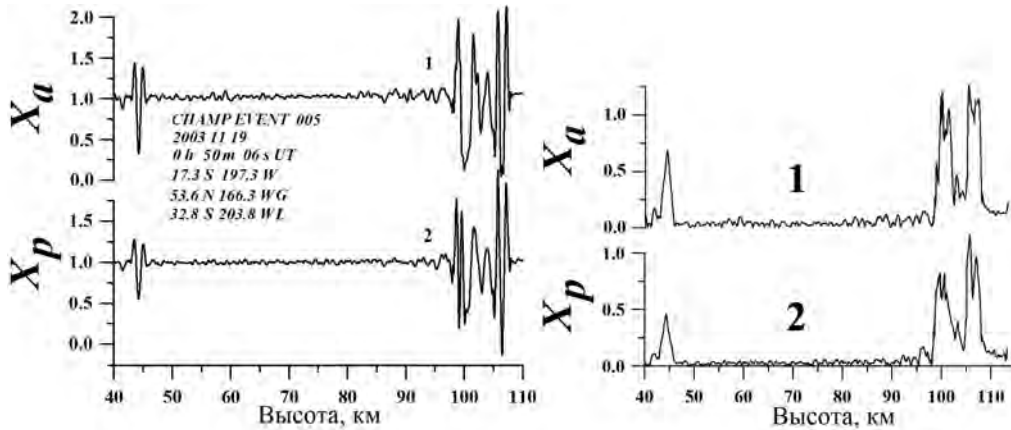


Рис. 3. В левой части рисунка показано рефракционное ослабление  $X_a$ ,  $X_p$ , найденное из данных об интенсивности и эйконе на частоте  $f_1$  (кривые 1 и 2 соответственно). В правой части показаны амплитуды  $A_a$ ,  $A_p$  аналитических сигналов, соответствующих вариациям рефракционных ослаблений  $X_a$ ,  $X_p$  (кривые 1 и 2)

изменения амплитуды и фазы сигнала, вызванные спорадическими слоями (рис. 3, левая панель). С использованием численного преобразования Гильберта были вычислены амплитуды  $A_a$ ,  $A_p$  аналитических сигналов  $X_a - 1$  и  $X_p - 1$ .  $A_a$ ,  $A_p$  показаны на правой панели рис. 3. В диапазоне высот 42–46 км, амплитуды  $A_a$ ,  $A_p$  почти совпадают, однако величина  $A_a$  примерно в 1.5 раза больше величины  $A_p$ . Из этого следует, что плазменный слой расположен ближе к спутнику  $G$  (рис. 1).

Смещение  $d$ , соответствующее удалению плазменного слоя от точки перигея, показано на рис. 4 (слева). Кривые 1 и 2 на рис. 4 соответствуют амплитудам  $A_a$ ,  $A_p$ . Кривая 3 описывает смещение  $d$ , найденное из амплитуд  $A_a$ ,  $A_p$  с помощью (11).

Смещение  $d$  изменяется в пределах 720–1500 км, когда функции  $A_a$ ,  $A_p$  изменяются в пределах  $0.2 \leq A_p \leq 0.46$  и  $0.2 \leq A_a \leq 0.69$  соответственно. Статистическая ошибка определения отношения  $(A_a - A_p)/A_p$  в выражении (11) будет минимальной

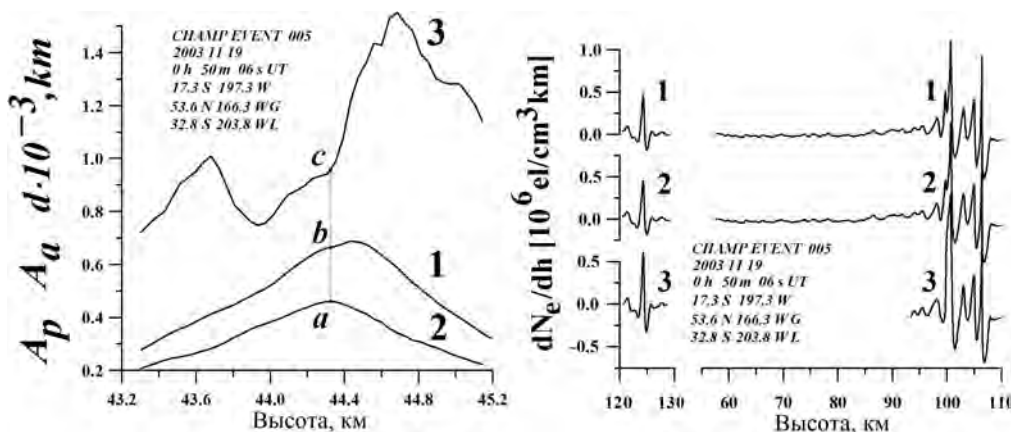


Рис. 4. Слева: оценка смещения плазменного слоя от точки перигея  $d$  радиолуча; справа: результаты восстановления вертикальных градиентов электронной плотности

при максимальном значении  $A_p$ , соответствующем точке  $a$  на рис. 4 (левая панель). В точках  $a$ ,  $b$  и  $c$  соответствующие значения  $A_p = 0.46$ ,  $A_a = 0.65$  и  $d = 940$  км, а плазменный слой смещен в направлении точки  $G$  (рис. 1). Если относительная ошибка измерений  $A_p$  составляет 5%, то согласно рис. 4 (слева) точность оценки  $d$  составляет примерно  $\pm 120$  км.

Локальный наклон плазменного слоя в горизонтальном направлении, вычисленный с помощью выражения (12), составляет примерно  $\delta = 10.4^\circ \pm 0.2^\circ$ .

Условие сферической симметрии с новым центром  $O'$  позволяет применить преобразование Абеля для решения обратной задачи. Для преобразования Абеля использовано соотношение [Hocke, 1997]

$$N(p_0) = -\frac{1}{\pi} \int_{p_0}^{\infty} \ln \left[ \frac{p}{p_0} + \left( \left( \frac{p}{p_0} \right)^2 - 1 \right)^{1/2} \right] \frac{d\xi(p)}{dp} dp, \quad (13)$$

$$\frac{dN(p_0)}{dh} = \frac{1 + N(p_0)}{\left( 1 - \frac{dN(p_0)}{dp_0} (r_e + h) \right)} \frac{dN(p_0)}{dp_0},$$

где  $p_0$  — величина прицельного параметра  $p$ , соответствующая траектории  $GL$  в начальный момент времени  $t_0$ ,  $N(p_0)$  и  $dN(p_0)/dh$  — показатель преломления и вертикальный градиент. Производную угла рефракции  $\xi(p)$  по прицельному параметру  $d\xi(p)/dp$  можно найти из рефракционного ослабления  $X$  с использованием полученных ранее выражений [Павельев, Кучерявенков, 1978]

$$X = \frac{p}{p_s \left| 1 - \frac{\sqrt{R_1^2 - p^2} \sqrt{R_2^2 - p^2}}{R_0} \frac{d\xi}{dp} \right|}; \quad \frac{d\xi}{dp} \approx \left( 1 - \frac{1}{X} \right) \frac{R_0}{\sqrt{R_1^2 - p^2} \sqrt{R_2^2 - p^2}}, \quad (14)$$

где  $R_0$  — расстояние  $GL$  (рис. 1). Из выражений (1), (13), (14) можно получить модернизированную формулу преобразования Абеля

$$N(p_0) = \frac{1}{\pi} \int_{t_0}^{t_x} \ln \left[ \frac{p(t)}{p_0} + \left( \left( \frac{p(t)}{p_0} \right)^2 - 1 \right)^{1/2} \right] \frac{m'a}{\sqrt{R_2^2 - p(t)^2}} \frac{dp_s}{dt} dt. \quad (15)$$

Множитель  $m'a$  в (15) можно заменить величиной  $1 - X_a$  для использования амплитудных радиозатменных данных при преобразовании Абеля. Заметим, что выражение (15) позволяет провести преобразование Абеля во временной области  $t_0, t_x$ , где вклад слоя существенен. Линейная часть регулярного тренда, обусловленная влиянием верхней ионосферы, устраняется в этой области благодаря тому, что ускорение эйконала  $a$  в (15) содержит вторую производную по времени. Однако влиянием верхней части ионосферы нельзя пренебречь полностью, так как она вносит вклад в прицельный параметр  $p(t)$ . Нелинейный вклад верхней ионосферы сохраняется также при подсчете ускорения эйконала  $a$ . Поэтому выражение (15) лишь приближенно описывает часть высотного профиля коэффициента преломления, связанного с влиянием плазменного слоя.

Вертикальное распределение электронной концентрации в ионосфере Земли  $N_e(h)$  связано на частотах GPS с коэффициентом преломления  $N(h)$  соотношением

$$N_e(h) = -\frac{N(h)f^2}{40.3}, \quad (16)$$



где  $f$  — несущая частота, выраженная в Гц,  $N_e(h)$  — электронная концентрация [эл/м<sup>3</sup>]. Вертикальный градиент  $dN_e/dh$  распределения электронной плотности  $N_e(h)$  для данного радиозатменного сеанса показан на рис. 1 (справа). Кривые 1 и 2 соответствуют вертикальному градиенту  $dN_e/dh$ , вычисленному с помощью (13) и (15) соответственно. Кривая 3 связана с вертикальным градиентом  $dN_e/dh$ , полученным с использованием рефракционного ослабления  $X_a$  и формулы (15). Реальная высота ионосферных слоев указана на горизонтальных осях рис. 4 (справа). На рисунке показаны два ионосферных слоя (кривые 1–3 на рис. 4, справа). Первый слой расположен на отрезке  $GT$  на высотах 120–130 км на расстоянии  $\sim 950$  км от точки  $T$ . Второй слой расположен около перигея радиолуча на высоте 98–120 км (рис. 3 и 4, справа). Из сравнения вариаций  $X_a$ ,  $X_p$  (рис. 3, слева) и вертикальных градиентов электронной концентрации (рис. 4, справа) видно, что ширина спорадических  $E_S$ -слоев почти равна высотному интервалу амплитудных вариаций радиозатменных сигналов. Вариации вертикального градиента электронной концентрации сосредоточены в интервале  $-1.1 \cdot 10^6$  эл/(см<sup>3</sup> · км)  $< dN_e(h)/dh < 1.1 \cdot 10^6$  эл/(см<sup>3</sup> · км). Эти величины  $dN_e(h)/dh$  характерны для спорадических  $E_S$ -слоев [Kelley, Heelis, 2009]. Диапазон высот амплитудных вариаций практически равен ширине интервала существенных изменений электронной плотности и ее градиента (рис. 4).

#### 1.5. Влияние спорадических слоев на амплитуду и фазу радиозатменного сигнала

Влияние ионосферных слоев на амплитуду и фазу сигнала рассматривалось в ряде работ для классификации, изучения структуры и механизма образования плазменных структур в околоземном пространстве [Kelley et al., 2004; Kelley, Heelis, 2009; Pavelyev et al., 2010a; Pavelyev et al., 2010b; Pavelyev et al., 2011; Whitehead, 1961; Plane, 2003; Pavelyev et al., 2003; Haldoupis et al., 2007; Павельев и др., 2002]. В данном разделе будет рассмотрен пример связи между вариациями амплитуды и фазы радиозатменного сигнала из-за воздействия изолированного спорадического слоя по данным спутника Micro-Lab-1 [Павельев и др., 2002].

На рис. 5, слева, показаны зависимости от высоты перигея радиолуча  $h$  (в данном случае перигей определялся как точка на прямой линии  $GL$  (рис. 1), ближайшая к поверхности Земли) изменений фазового пути (эйконала) (две верхних кривых) и амплитуд радиозатменных сигналов (нижние кривые) на двух частотах GPS  $f_1$

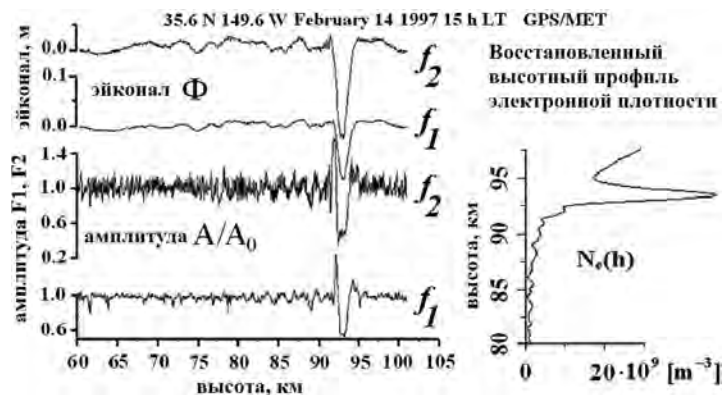


Рис. 5. Слева: влияние спорадического плазменного слоя в нижней ионосфере на фазовый путь (эйконал) и амплитуду радиозатменного сигнала на частотах GPS  $f_1$  и  $f_2$  по данным спутника Micro-Lab-1 [Павельев и др., 2002]; справа: восстановленный высотный профиль электронной концентрации

и  $f_2$ . При получении высотных зависимостей эйконолов предварительно вычитался тренд, связанный с влиянием верхней ионосферы, с применением соотношения

$$\Phi(t) = \Phi_s(t) + \Phi_f(t), \quad (17)$$

где  $\Phi_s(t)$  и  $\Phi_f(t)$  описывают временные зависимости, вызванные трендом и плазменным слоем.

Учитывая медленность изменений тренда по сравнению с вариациями, связанными с влиянием слоя, после подстановки (17) в (1) можно получить

$$1 - X_p(t) = m \left[ \frac{d^2 \Phi_s(t)}{dt^2} + \frac{d^2 \Phi_f(t)}{dt^2} \right] \approx m \frac{d^2 \Phi_f(t)}{dt^2} \quad (18)$$

при условии

$$\left| \frac{d^2 \Phi_s(t)}{dt^2} \right| \ll \left| \frac{d^2 \Phi_f(t)}{dt^2} \right|. \quad (19)$$

В случае, показанном на рис. 5, слева, функцию  $\Phi_f(t)$  можно аппроксимировать гауссовым распределением

$$\Phi_f(t) = \Phi_0 \exp \left[ -\frac{(t - t_0)^2}{2L_v^2} \left( \frac{dp_s}{dt} \right)^2 \right] = \Phi_0 \exp \left[ -\frac{(h - h_0)^2}{2L_v^2} \right], \quad (20)$$

где  $L_v$  — вертикальная протяженность слоя,  $h_0$  — высота центра слоя. Согласно (20),  $\Phi_f(t)$  имеет один экстремум (в данном случае минимум) при  $h = h_0$ . Функция  $\Phi_f(t)$  (20) пригодна в первом приближении для аппроксимации экспериментальных кривых, описывающих отклик эйконола на плазменный слой (рис. 5, слева, две верхних кривых) при значениях  $\Phi_0 = -11.4$  см, и  $\Phi_0 = -20.1$  см соответственно, на частотах  $f_1$  и  $f_2$ . После подстановки (20) в (18) получаем

$$1 - X_p(t) = m \frac{d^2 \Phi_f(t)}{dt^2} = -\frac{d_1 d_2}{R_0 L_v^2} \left( 1 - \frac{(h - h_0)^2}{L_v^2} \right) \Phi_f(t) \approx -\frac{d_2}{L_v^2} \left[ 1 - \frac{(h - h_0)^2}{L_v^2} \right] \Phi_f(t) \quad (21)$$

при условии  $d_1 \approx R_0$ . Функция в правой части (21) имеет три экстремума (один минимум при  $h = h_0$  и два симметрично расположенных одинаковых максимума при  $h = h_0 \pm \sqrt{3} L_v$ ). Максимумы заметны на амплитудных кривых (рис. 5, слева внизу, вблизи значения высоты  $h_b = 92.5$  км и  $h_{up} = 94.4$  км), что подтверждает пригодность функции  $\Phi_f(t)$  для аппроксимации отклика эйконола на воздействие плазменного слоя. По известному положению максимумов (величинам высот  $h_b$  и  $h_{up}$ ) можно определить значение  $L_v = (h_{up} - h_b)/2\sqrt{3} \approx 0.54$  км и затем найти расстояние от низкоорбитального спутника  $L$  до перигея луча  $d_2$ , используя соотношение (21) при  $t = t_0$ , считая  $X_p(t)$ , равным  $X_a(t)$

$$d_2 = \frac{L_v^2}{\Phi_0 [X_a(t_0) - 1]} \approx 3100 \text{ км}. \quad (22)$$

Найденное из (21), (22) значение расстояния  $d_2$  качественно соответствует ожидаемому положению перигея радиолуча, определяемому из траекторных данных.

Таким образом, уравнения (1), (17), (18) позволяют пересчитать вариации рефракционного ослабления в изменения фазового пути и обратно. Форма изменений фазового пути похожа на форму вариаций интенсивности  $X_p(t) - 1$ .

Как следует из нашего анализа, практический алгоритм выявления вклада слоистой структуры в фазовый путь может быть описан в следующей форме:

$$\Phi_f(t) = \Phi(t) - \langle \Phi(t) \rangle, \quad (23)$$

где  $\langle \Phi(t) \rangle$  обозначает тренд фазового пути. Альтернативный подход для определения  $\langle \Phi(t) \rangle$  состоит в применении скользящего усреднения. Размер интервала усреднения должны быть достаточно большим для учета низкочастотного влияния верхней ионосферы.

### 1.6. Выводы к разделу 1

Представлена модель, описывающая связь фазы, доплеровской частоты и амплитуды отраженных сигналов с параметрами атмосферы. Производная от доплеровской частоты пропорциональна вариациям рефракционного ослабления прямого (отраженного) сигнала. Это позволяет исключать рефракционное ослабление из амплитудных данных для определения интегрального поглощения в атмосфере.

Создана эффективная амплитудно-фазовая методика идентификации и локализации слоев и осуществлена ее экспериментальная проверка. Рассмотренный метод может определять расположение максимумов и направление градиента электронной концентрации, а также расстояние до слоя, его высоту и наклон. Согласно существующей теории, максимум электронной концентрации спорадических E<sub>S</sub>-слоев обычно связан с положением ветрового сдвига [Kelley, Heelis, 2009]. Таким образом, модифицированный радиозатменный метод способен определить ветровой сдвиг в нижней ионосфере. В случае внутренних гравитационных волн (ВГВ) наклон волнового вектора к вертикальному направлению, определяемый по известному направлению градиента электронной концентрации, может быть использован для нахождения угловой частоты ВГВ [Gubenko et al., 2008]. Таким образом, предложенный критерий и методика расширяют область применения радиозатменного метода. Дальнейшее подтверждение предложенного критерия и методики с помощью анализа данных эксперимента СНАМР и сравнение с наземными радиозондовыми измерениями является задачей будущих исследований.

## 2. Исследование воздействия солнечной активности и солнечного ветра на ионосферу Земли с помощью сигналов навигационных систем

### 2.1. Зависимость интегральной электронной концентрации в интервале высот 0–20000 км от солнечной активности по данным, полученным на трассах спутник–Земля

Навигационные системы GPS и ГЛОНАСС создали уникальную возможность получения сведений о высотном распределении электронной концентрации ионосферы для различных гелио- и геофизических условий в любое время суток в разных регионах Земли с использованием трасс «навигационный спутник–наземный пункт». Измеряемые параметры радиосигналов (фаза или время задержки) содержат информацию об интегральных характеристиках среды, через которую прошли радиоволны. Формирование разности псевдодалностей, измеренных на двух частотах, эквивалентно определению интегральной электронной концентрации ионосферы. Долговременные измерения в интервале высот от 0 до 2000 км, обобщенные в отечественных и зарубежных работах, позволили установить временную зависимость интегральной электронной концентрации от солнечной активности в течение 1996–2009 гг. [Afraimovich et al., 2006; Afraimovich et al., 2008; Hocke et al., 2009].

Временная зависимость средней интегральной электронной концентрации (ТЕС) в течение 23 цикла солнечной активности по данным работы [Hocke et al., 2009] показана на рис. 6 (нижняя панель). На верхней панели рис. 6 дана зависимость потока мощности ультрафиолетового излучения Солнца  $W$  в диапазоне длин волн 0–120 нм в течение 1996–2007 гг. Согласно рис. 6, вариации  $W$  и ТЕС сильно коррелируют.

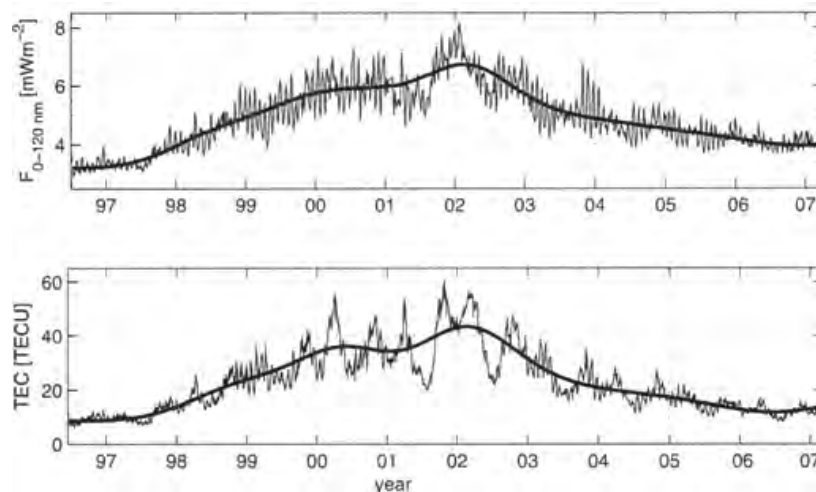


Рис. 6. Зависимость средней по земному шару интегральной электронной концентрации в слое толщиной 20000 км от времени в течение 23 цикла солнечной активности по данным работы [Hocke et al., 2009]. Гладкие кривые соответствуют усредненной зависимости, полученной методом наименьших квадратов

Изменения потока  $W$  от 2 до  $7.5 \text{ мВт/м}^2$  вызывают вариации интегральной плотности от 10 до 55 TECU. Кроме долговременных изменений на рис. 6 заметны вариации с периодами от 6–12 месяцев до 27 дней (периода обращения Солнца вокруг своей оси).

## 2.2. Воздействие ударной волны солнечного ветра на приполярную ионосферу

Для глобального мониторинга ионосферы эффективен радиозатменный метод с использованием трасс спутник–спутник. В первых экспериментах радиопросвечивания ионосферы, осуществленных на трассах аппарат МИР–геостационар, было показано, что этот метод дает детальную информацию о высотном профиле электронной концентрации в нижней ионосфере на высотах 90–150 км.

Использование трасс навигационные спутники GPS (передатчик)–исследовательские спутники CHAMP и FORMOSAT (приемники сигналов) позволило осуществить массовое радиопросвечивание нижней ионосферы в глобальном масштабе при различной освещенности и при разной солнечной активности. Данные зондирования ионосферы на трассах спутник–спутник обрабатывались совместно со специалистами Геофизического центра Германии и Центра дистанционного зондирования и космических исследований Тайваня. Вариации фазы и амплитуды радиоволн отслеживают особенности высотного распределения электронной концентрации  $E_S$ -структур, возможно определять верхнюю и нижнюю границы этих структур с ошибкой не более чем  $\pm 1$  км. Были получены подробные статистические данные о вероятности появления  $E_S$ -структур в экваториальной области, средних широтах и полярных районах в условиях дня и ночи. Четко проявляется влияние солнечной активности на нижнюю ночную полярную ионосферу. На рис. 7 приведен пример возрастания электронной концентрации на высотах 90–100 км в ночной полярной ионосфере во время прихода к Земле ударной волны солнечного ветра. Метод радиопросвечивания на трассах спутник–спутник позволил выявить связь следующих явлений: приход ударной волны солнечного ветра–высыпание из радиационного пояса протонов

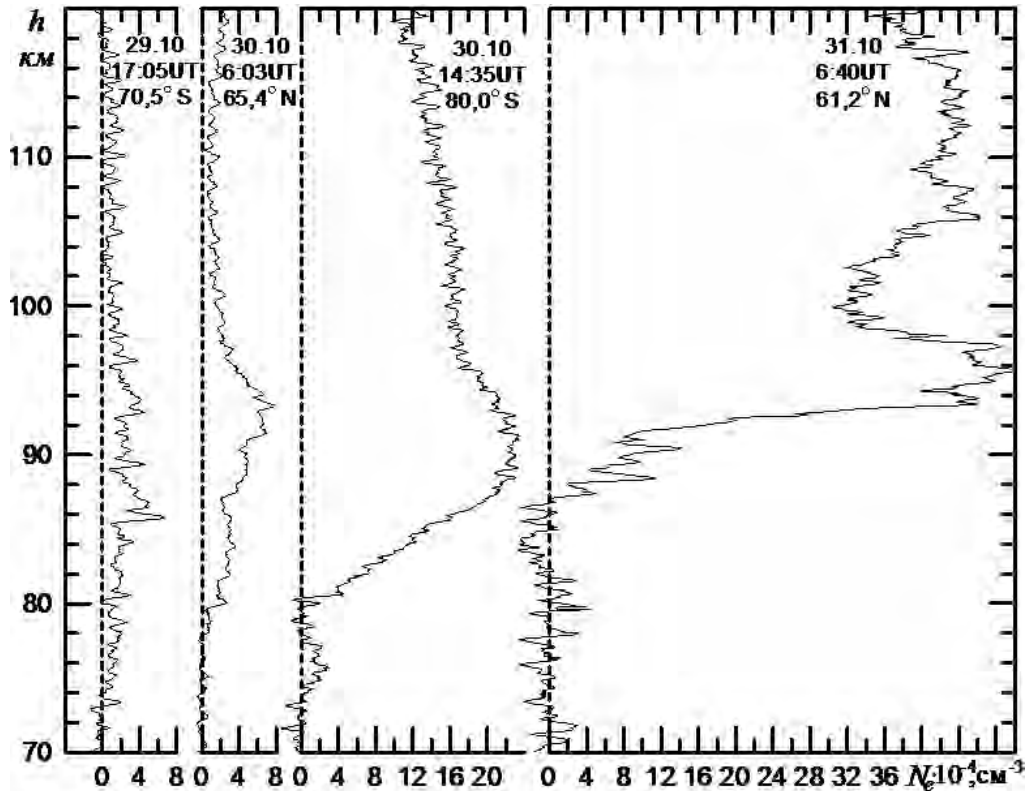


Рис. 7. Изменение концентрации в нижней ионосфере в зависимости от времени в южном (первая и третья панель слева) и северном полярном районе Земли при приходе ударной волны солнечного ветра 30–31 октября 2003 г. [Yakovlev et al., 2010]

и электронов–возбуждение мелкомасштабной неоднородности плазмы в F области ионосферы–появление интенсивных E<sub>S</sub>-структур в полярной ионосфере.

### 2.3. Связь индекса S4 с солнечной активностью в период 2002–2008 гг. по данным спутника CHAMP

В настоящее время усилиями американских, тайваньских и немецких специалистов сформирована международная система радиозатменного мониторинга атмосферы и ионосферы осуществляющая более 2500 радиопросвечиваний в сутки. При анализе E<sub>S</sub> структур был сформулирован признак появления интенсивных спорадических структур, что позволило получать карты географического распределения таких структур. На рис. 8а показана полученная по данным спутников FORMOSAT-3 карта распределения интенсивных спорадических слоев E<sub>S</sub> во время минимума солнечной активности для наблюдений 01, 11 и 12 июня 2006 г. На карте заметна концентрация интенсивных спорадических слоев в средних широтах северного полушария Земли, где в июне высота Солнца над горизонтом и ионизация его ультрафиолетовым излучением максимальна. Ночные спорадические слои распределены по земному шару более равномерно, что указывает на иной механизм их возникновения. Необходимо отметить разную зависимость индекса S4 для дневной и ночной ионосферы в течение 2001–2008 гг. Эта зависимость показана на рис. 8б. Кривые 1, 2 соответствуют усредненным в интервале 27 суток по земному шару значениям индекса S4 для

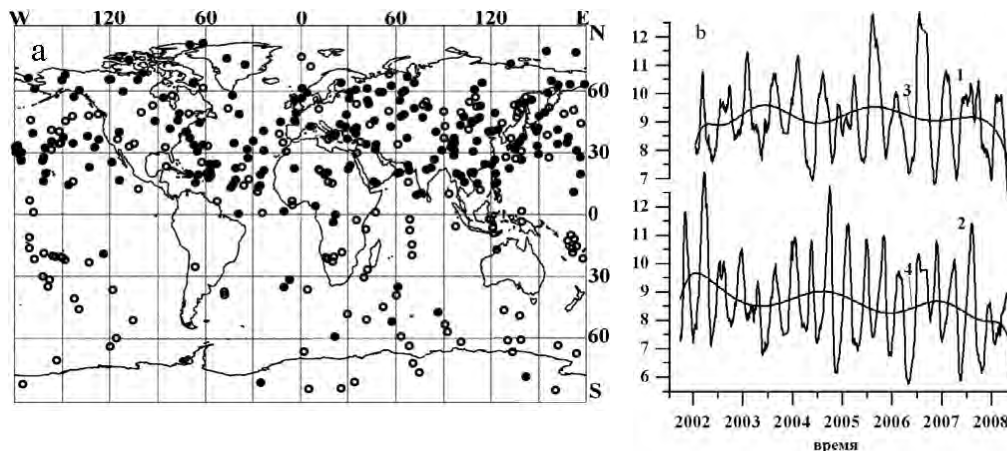


Рис. 8. Карта распределения интенсивных спорадических слоев по данным спутников FORMOSAT-3 01, 11 и 12 июня 2006 г. (а); зависимость индекса S4 для дневной (кривые 1, 3 соответствуют интервалу от 08 до 18 ч местного времени) и ночной (кривые 2, 4 соответствуют интервалу от 18 до 08 ч местного времени) ионосферы в течение 2001–2008 гг. по данным спутника CHAMP (б). Кривые 3 и 4 дают аппроксимацию кривых 1 и 2 полиномами девятой степени

дневной и ночной ионосферы. Кривые 3 и 4 дают полиномиальную аппроксимацию экспериментальных данных. На рис. 8b заметно некоторое отличие между долгосрочными изменениями индекса S4 на дневной и ночной стороне Земли, что, по-видимому, связано с разными механизмами формирования дневной и ночной ионосферы. Общая особенность данных, приведенных на рис. 8, состоит в явно выраженной квазипериодической структуре вариаций индекса S4 с периодом 4–7 месяцев. Эта особенность подлежит дальнейшему изучению.

Анализ протяженной базы данных объемом около 500 тыс. сеансов радиопросвечивания, полученной с помощью спутника CHAMP в течение 2001–2008 гг., позволил найти региональные зависимости усредненного индекса S4 от времени. Индекс S4 вычислялся для каждого радиозатменного сеанса как среднее от относительных вариаций интенсивности сигнала на высотах перигея луча выше 40 км, где влияние ионосферы преобладает над влиянием атмосферы. В среднем за сутки получалось около 200 значений индекса S4 для разных районов земного шара. Данные, полученные в сеансах измерений, усреднялись по временному интервалу 27 суток, и группировались по широтным зонам Земли. На рис. 9 показаны результаты анализа. На рис. 9а кривая 1 соответствует усредненному по всему земному шару индексу S4; 2 — усредненному по экваториальным районам (широта меньше  $30^\circ$ ) индексу S4; 3 — усредненному по умеренным и полярным широтам (широта больше  $30^\circ$ ) индексу S4. На рис. 9б кривая 1 соответствует усредненному по всему земному шару индексу S4; 2 — усредненному по умеренным и экваториальным широтам (широта меньше  $55^\circ$ ) индексу S4; 3 — усредненному по полярным районам (широта больше  $55^\circ$ ) индексу S4. Гладкие кривые 1–3 соответствуют аппроксимации экспериментальных данных методом наименьших квадратов. Вариации индекса S4 на рис. 9 коррелируют в различных географических зонах, что указывает на общий механизм происхождения, связанный с воздействием изменений ультрафиолетового излучения Солнца на ионизацию ионосферы. Медленный тренд индекса S4 зависит от географического положения района измерений (гладкие кривые 1–3 на рис. 9).

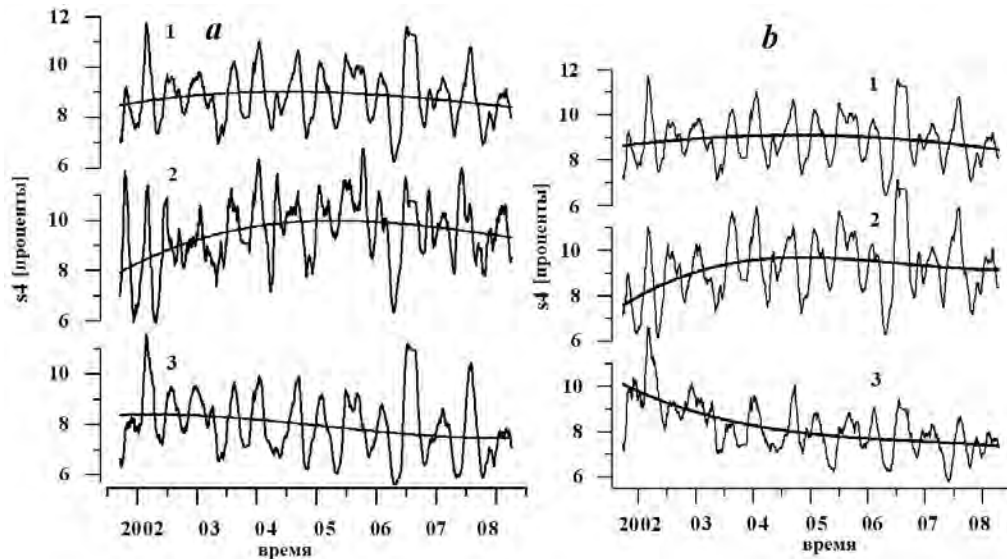


Рис. 9. Зависимость индекса S4 от времени в период 2001–2008 гг. по данным спутника CHAMP: кривая 1 — усредненный по всему земному шару индекс S4, 2 — усредненный по экваториальным районам (широта меньше 30°) индекс S4; 3 — усредненный по умеренным и полярным широтам (широта больше 30°) индекс S4 (а); кривая 1 — усредненный по всему земному шару индекс S4, 2 — усредненный по умеренным и экваториальным широтам (широта меньше 55°) индекс S4, 3 — усредненный по полярным районам (широта больше 55°) индекс S4. Усреднение проводилось за период 27 сут.

В полярных районах индекс S4 в течение 2001–2008 гг. постепенно снижался от 10 до 7%. В экваториальных районах индекс S4 возрос от 7.5% в 2002 г. до 9% в 2008 г. Различие в медленных изменениях индекса S4 в полярных и экваториальных районах связано, по-видимому, с различием в механизмах ионизации. В полярных районах возможен спад ионизации, связанный с уменьшением интенсивности солнечного ветра при спаде солнечной активности. В экваториальных районах преобладал механизм ионизации, вызванный ультрафиолетовым излучением Солнца, интенсивность изменений которого в течение цикла солнечной активности существенно меньше.

Из сопоставления данных о долговременных изменениях индекса мерцаний зондирующих ионосферу радиоволн следует, что к изменению солнечной активности более чувствительны мерцания радиосигналов в высокоширотной ионосфере. Проведенный анализ показал важность изучения амплитудных вариаций сигналов спутниковых навигационных систем для исследования механизма взаимосвязи между солнечной активностью и природными процессами в ионосфере и мезосфере.

#### 2.4. Связь между изменениями ускорения эйконала и индекса вариаций интенсивности S4

Согласно принципу локальности (3) в случае слоистой сферически-симметричной среды существует связь между вариациями индексов S4, определенных из вариаций рефракционных ослаблений  $X_a$ ,  $X_p$  (1), (3), т. е.

$$S4(X_a) = \sqrt{\frac{\langle X_a^2 \rangle - \langle X_a \rangle^2}{\langle X_a \rangle^2}}; \quad S4(X_p) = \sqrt{\frac{\langle X_p^2 \rangle - \langle X_p \rangle^2}{\langle X_p \rangle^2}}; \quad S4(X_a) \equiv S4(X_p). \quad (24)$$



Индекс  $S4(I)$ , измеренный по вариациям интенсивности, должен коррелировать с индексом  $S4(F1)$ , определенным по изменениям второй производной от приращения фазы радиозатменного сигнала на частоте  $F1$ .

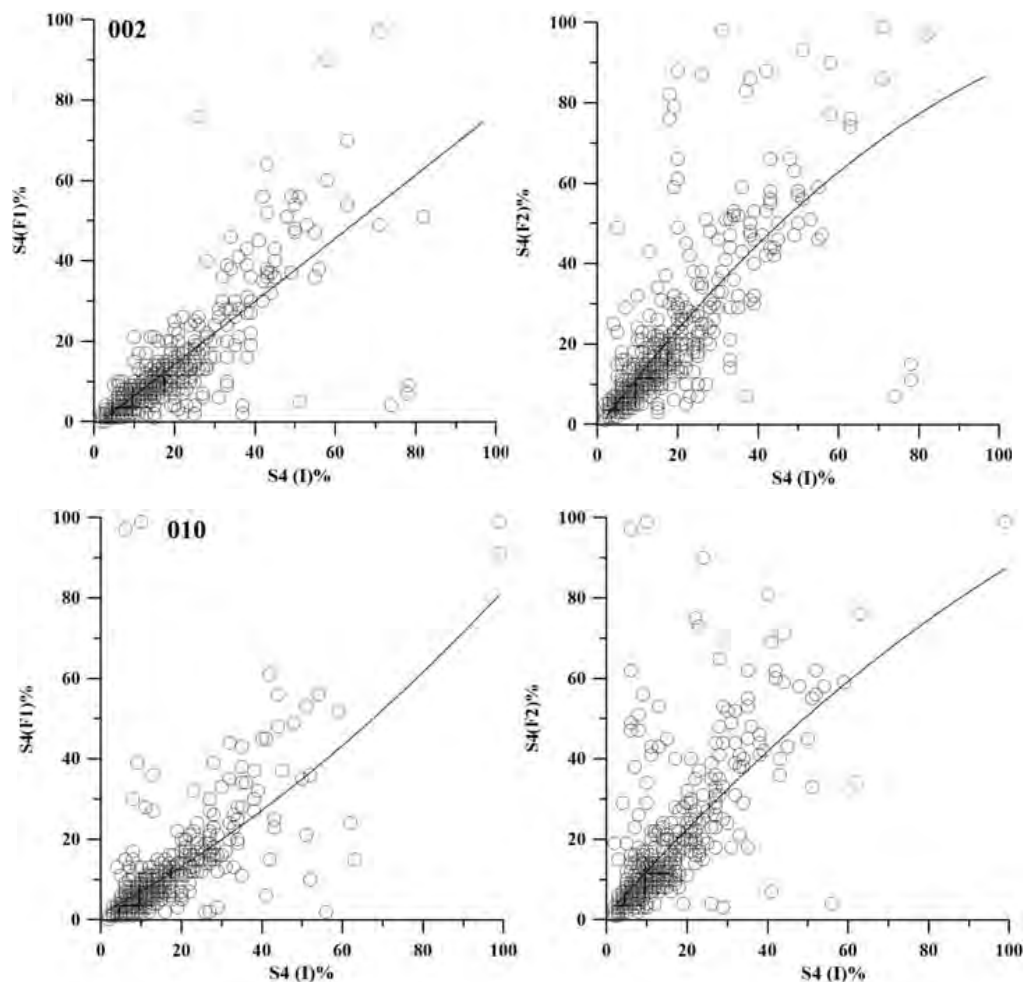


Рис. 10. Корреляционная связь индекса  $S4(I)$ , определенного по вариациям интенсивности на частоте  $F1$ , с индексами  $S4(F1)$ ,  $S4(F2)$ , найденных из вариаций второй производной фазы радиозатменного сигнала на частотах  $F1$ ,  $F2$  в течение 02 (слева) и 10 января 2012 г. (справа), по данным 539 и 606 сеансов соответственно. Кружками обозначены экспериментальные данные, сплошные кривые соответствуют линиям регрессии. Коэффициенты корреляции равны 0.783, 0.749 (02 января) и 0.695, 0.699 (10 января)

На рис. 10 показаны результаты анализа корреляционной связи индекса  $S4(I)$ , определенного по вариациям интенсивности  $I$  на частоте  $F1$ , с индексами  $S4(F1)$ ,  $S4(F2)$ , измеренными по изменениям второй производной фазового пути на частотах  $F1$ ,  $F2$  по данным 539 и 606 радиозатменных сеансов, проведенных 02 и 10 января 2012 г. Кружки на рис. 10 соответствуют экспериментальным значениям индексов  $S4(I)$  (вертикальные оси) и  $S4(F1)$ ,  $S4(F2)$  (горизонтальные оси). Сплошные кривые на рис. 10 построены методом наименьших квадратов и соответствуют регрессион-

ным зависимостям сцинтилляционного индекса  $S4(I)$  от индексов  $S4(F1)$ ,  $S4(F2)$ , определенных по вариациям фазового пути на частотах  $F1$ ,  $F2$ . Коэффициент корреляции индекса  $S4(I)$  с  $S4(F1)$  изменяется от 0.69 до 0.78. Соответствующий коэффициент связи  $S4(I)$  с  $S4(F2)$  находится в пределах 0.70–0.75. Измеренные значения корреляции указывают на значительный вклад регулярных слоистых неоднородностей ионосферы в вариации амплитуды и фазы радиозатменных сигналов на частотах  $F1$ ,  $F2$ . Сопоставление вариаций параметров  $S4(I)$  и  $S4(F1)$ ,  $S4(F2)$  указывает на существенно меньшую, по сравнению с вкладом слоистых структур, роль случайных мелкомасштабных (турбулентных) неоднородностей в вариациях индексов  $S4(I)$ ,  $S4(F1)$ ,  $S4(F2)$  на радиозатменных трассах спутник-спутник. Существенная связь между индексами  $S4(I)$  и  $S4(F1)$  позволяет ввести новый индекс  $P4 = [S4(I) + S4(F1)]/2$  для оценки воздействия ионосферы на радиозатменный сигнал. На рис. 11 показана зависимость индекса  $S4(I)$ , значения которого обозначены на вертикальной оси от параметра  $P4$  (горизонтальная ось) для четырех дней 08, 14 января и 01, 03 февраля 2012 г. Экспериментальные значения индексов  $S4(I)$  и  $P4$  показаны кружками, регрессионная связь указана сплошными линиями (прямыми). Значения коэффициентов регрессионной связи  $S4(I) = a + bP4$  указаны на рис. 11, параметр  $b$  ограничен в пределах от 1.11 до 1.18. Коэффициенты корреляции  $S4(I)$  и  $P4$  изменяются в пределах от 0.92 до 0.96. Среднеквадратичное отклонение

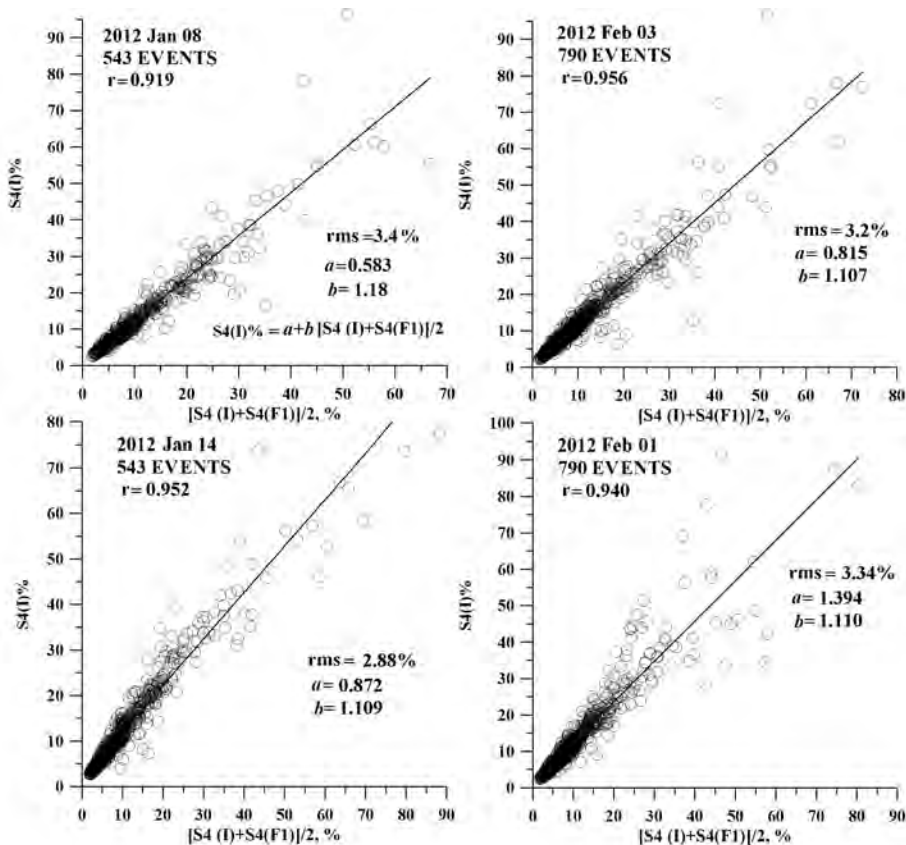


Рис. 11. Корреляция индексов  $S4(I)$  и  $[S4(I) + S4(F1)]/2$

экспериментальных данных от регрессионных прямых составляет 2.9–3.4%. Таким образом, принцип локальности расширяет область применимости радиозатменного метода, поскольку появляется возможность по измерениям временной зависимости амплитуды и фазы на одной частоте разделять вклад слоистых и случайных структур в радиозатменный сигнал. Существенная корреляция индексов  $S4(I)$  и  $P4$  позволит заменить фактор  $S4(I)$  параметром  $P4$  при анализе ионосферного воздействия на характеристики радиоволн, распространяющихся по трассе спутник–спутник.

### 3. Заключение

Высокостабильные сигналы навигационных спутниковых систем GPS, GLONASS, GALILEO и других, излучающих в дециметровом диапазоне радиоволн можно использовать для дистанционного зондирования атмосферы, ионосферы и поверхности Земли, а также для изучения эффектов распространения радиоволн на трассах спутник–спутник. Дистанционное зондирование атмосферы и ионосферы Земли требует высокого разрешения и точности вследствие конкуренции со стороны других, в том числе, наземных измерительных средств. Совместное использование фазовых и амплитудных радиозатменных данных и высокой стабильности сигналов навигационных спутников Земли позволяет создать новые радиологические методы зондирования околоземного пространства и поверхности Земли.

В работе сформулирован принцип локальности при радиозатменном зондировании атмосфер и ионосфер Земли и планет. На основе принципа созданы и апробированы по данным радиозатменных экспериментов: 1) одночастотный метод измерения интегрального поглощения в атмосфере Земли, точность которого выше 0.1 дБ в дециметровом диапазоне радиоволн; 2) метод определения высоты, наклона, пространственного смещения слоев, что позволяет определять наклон фронтов и собственную частоту внутренних волн. Принцип локальности расширяет область применимости радиозатменного метода, поскольку появляется возможность по измерениям временной зависимости амплитуды и фазы на одной частоте разделять вклад слоистых и случайных структур в радиозатменный сигнал.

Анализ протяженной базы данных объемом около 500 тыс. сеансов радиопровечивания, полученной с помощью спутника CHAMP в течение 2001–2008 гг., позволил найти региональные зависимости усредненного индекса  $S4$  от времени.

Из сопоставления данных о долговременных изменениях индекса мерцаний зондирующих ионосферу радиоволн следует, что к изменению солнечной активности более чувствительны мерцания радиосигналов в высокоширотной ионосфере. Проведенный анализ показал важность изучения амплитудных вариаций сигналов спутниковых навигационных систем для исследования механизма взаимосвязи между солнечной активностью и природными процессами в ионосфере и мезосфере. Полученные результаты могут быть применены для обработки данных будущих радиозатменных миссий для оперативного контроля состояния атмосферы и ионосферы Земли и других планет.

### Список литературы

- [Воробьев, Красильникова, 1993] Воробьев В.В., Красильникова Т.Г. Оценка точности восстановления атмосферного показателя преломления по измерениям доплеровского сдвига частоты на частотах, используемых в системе NAVSTAR // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1993. Т. 29. С. 626.

- [Воробьев и др., 1997] Воробьев В.В., Гурвич А.С., Кан В. и др. Структура ионосферы по данным радиозондирования с помощью GPS-“Microlab-1”: Предварительные результаты // Исследования Земли из космоса. 1997. № 4. С. 74–83.
- [Кисляков, Станкевич, 1967] Кисляков А.Г., Станкевич К.С. Исследование тропосферного поглощения радиоволн радиоастрономическими методами // Радиофизика. 1967. Т. 10. С. 1244.
- [Матюгов и др., 1994] Матюгов С.С., Яковлев О.И., Вилков И.А. Поглощение сантиметровых и дециметровых радиоволн при затменных экспериментах на трассе спутник-спутник // Радиотехн. и электрон. 1994. Т. 39. С. 1251.
- [Павельев, 1998] Павельев А.Г. О возможности радиологических исследований волновых полей вблизи зоны радиотени Земли на трассе спутник-спутник // Радиотехн. и электрон. 1998. Т. 43. С. 1–5.
- [Павельев, Кучерявенков, 1978] Павельев А.Г., Кучерявенков А.И. Теория рефракционного ослабления радиоволн в атмосфере // Радиотехн. и электрон. 1978. Т. 23. С. 1345–1351.
- [Павельев и др., 2002] Павельев А.Г., Игарши К., Павельев Д.А., Хокке К. Радиологический метод для наблюдения отражений от земной поверхности и волновых структур в атмосфере по радиозатменным данным // Радиотехн. и электрон. 2002. Т. 47. С. 681–687.
- [Afraimovich et al., 2006] Afraimovich E.L., Astafyeva E.I., and Zhivetiev I.V. Solar activity and global electron content // Geophys. Earth Sci. 2006. V. 409A(6). P. 921–924.
- [Afraimovich et al., 2008] Afraimovich E.L., Astafyeva E.I., Oinats A.V. et al. Global electron content: A new conception to track solar activity // Ann. Geophys. 2008. V. 26. P. 335–344.
- [Arras et al., 2008] Arras C., Wickert J., Jacobi C. et al. A global climatology of ionospheric irregularities derived from GPS radio occultation // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. P. L14809.
- [Arras et al., 2009] Arras C., Jacobi C., and Wickert J. Semidiurnal tidal signature in sporadic E occurrence rates derived from GPS radio occultation measurements at higher midlatitudes // Ann. Geophys. 2009. V. 27. P. 2555–2563.
- [Arras et al., 2010] Arras C., Jacobi C., Wickert J. et al. Sporadic E signatures revealed from multi-satellite radio occultation measurements // Adv. Radio Sci. 2010. V. 8. P. 225–230.
- [Gorbunov, 2002a] Gorbunov M.E. Ionospheric correction and statistical optimization of radio occultation data // Radio Sci. 2002. V. 37(5). P. 171 – 179.
- [Gorbunov, 2002b] Gorbunov M.E. Canonical transform method for processing GPS radio occultation data in lower troposphere // Radio Sci. 2002. V. 37(5).
- [Gorbunov, Lauritsen, 2004] Gorbunov M.E., Lauritsen K.B., Analysis of wave fields by Fourier integral operators and its application for radio occultations // Radio Sci. 2004. V. 39(4). P. RS4010.
- [Gorbunov, Kirchengast, 2005] Gorbunov M.E., Kirchengast G., 2005, Processing X/K Band Radio Occultation Data in Presence of Turbulence // Radio Sci. 2005. V. 40, No. 6. P. RS6001.
- [Gorbunov et al., 1996] Gorbunov M.E., Gurvich A.S., Bengtsson L. Advanced algorithms of inversion of GPS/MET satellite data and their application to reconstruction of temperature and humidity // Tech. Rep. 211. Max-Planck Inst. for Meteorol., Hamburg, Germany, 1996.
- [Gorbunov et al., 2002] Gorbunov M.E., Gurvich A.S., Shmakov A.V. Back-propagation and radio-holographic methods for investigation of sporadic ionospheric E-layers from Microlab-1 data // Int. J. Remote Sens. 2002. V. 23(1). P. 675–685.
- [Gorbunov et al., 2010] Gorbunov M.E., Lauritsen K.B., Leroy S.S. Application of Wigner distribution function for analysis of radio occultations // Radio Sci. 2010. V. 45. P. RS6011.
- [Gubenko et al., 2008] Gubenko V.N., Pavelyev A.G., Andreev V.E.. Determination of the intrinsic frequency and other wave parameters from a single vertical temperature or density profile measurement // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. P. D08109.

- [Hajj, Romans, 1998] *Hajj G.A., Romans L.J.* Ionospheric electron density profiles obtained with the Global Positioning System: Results from GPS/MET experiment // *Radio Sci.* 1998. V. 33(1). P. 175–190.
- [Haldoupis et al., 2007] *Haldoupis C., Pancheva D., Singer W. et al.* An explanation for the seasonal dependence of midlatitude sporadic E layers // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. P. A06315.
- [Hoche, 1997] *Hoche K.* Inversion of GPS meteorology data // *Ann. Geophys.* 1997. V. 15. P. 143–152.
- [Hoche et al., 1999] *Hoche K., Pavelyev A., Yakovlev O. et al.* RO data analysis by radio holographic method // *J. Atmosph. Solar-Terrestrial Phys.* 1999. V. 61. P. 1169–1177.
- [Hoche et al., 2009] *Hoche K.* Reply to comment by J. T. Emmert et al. On “Oscillations of global mean TEC” // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. A01310.
- [Igarashi et al., 2001] *Igarashi K., Pavelyev A., Hoche K., et al.* Observation of wave structures in the upper atmosphere by means of radio holographic analysis of the radio occultation data // *Adv. Space Res.* 2001. V. 27. P. 1321–1326.
- [Jakowski et al., 2004] *Jakowski N., Leitinger R., and Angling M.* 2004, Radio occultation techniques for probing the ionosphere // *Ann. Geophys. Suppl.* 2004. V. 47(2/3). P. 1049–1066.
- [Jensen et al., 2003] *Jensen A.S., Lohmann M., Benzon H.-H., Nielsen A.S.* Full spectrum inversion of radio occultation signals // *Radio Sci.* 2003. V. 38(3). P. 1040.
- [Kelley, Heelis, 2009] *Kelley M.C., Heelis A.* The earth’s ionosphere: plasma physics and electrodynamics. V. 96. Elsevier Science, 2009. P. 556.
- [Kelley et al., 2004] *Kelley M.C., Wong V.K., Hajj G.A., Mannucci A.J.* On measuring the off-equatorial conductivity before and during convective ionospheric storms // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31. P. L17805.
- [Kunitsyn, Tereshchenko, 2003] *Kunitsyn V.E., Tereshchenko E.D.* Ionospheric Tomography. Berlin: Springer-Verlag, 2003.
- [Kursinski et al., 1997] *Kursinski E., Hajj G., Schofield J. et al.* Observing Earth’s atmosphere with radio occultation measurements using the Global Positioning System // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102(D19). P. 23429–23465.
- [Liou, Pavelyev, 2006] *Liou Y.A., Pavelyev A.G.* Simultaneous observations of radio wave phase and intensity variations for locating the plasma layers in the ionosphere // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33(7). P. L23102, 1–5.
- [Liou et al., 2002] *Liou Y.A., Pavelyev A.G., Huang C.Y. et al.* Simultaneous observation of the vertical gradients of refractivity in the atmosphere and electron density in the lower ionosphere by radio occultation amplitude method // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29(20). P. 1937.
- [Liou et al., 2003] *Liou Y.A., Pavelyev A.G., Huang C.Y. et al.* Analytic method for observation of the GW using RO data // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30(21). P. 2021.
- [Liou et al., 2005] *Liou Y.A., Pavelyev A.G., Pavelyev A.A. et al.* Analysis of atmospheric and ionospheric structures using the GPS/MET and CHAMP radio occultation data base: A methodological review // *GPS Solut.* 2005. V. 9(2). P. 122–143.
- [Liou et al., 2007] *Liou Y.A., Pavelyev A.G., Liu S.F. et al.* FORMOSAT-3/COSMIC GPS Radio Occultation Mission: Preliminary Results // *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing.* 2007. V. 45(11). P. 3813–3826.
- [Liou et al., 2010] *Liou Y.A., Pavelyev A.G., Matyugov S.S. et al.* // *Radio Occultation Method for Remote Sensing of the Atmosphere and Ionosphere* / Ed. Y. A. Liou. Vukovar, Croatia: INTECH Published by In-The Olajnica, 2010.
- [Melbourne et al., 1994] *Melbourne W.G., Davis E.S., Duncan C.B. et al.* // *The Application of Spaceborne GPS to Atmospheric Limb Sounding and Global Change Monitoring.* Jet Propul. Lab., Pasadena, Calif. 1994. 94-18. P. 147.

- [Melbourne, 2004] *Melbourne W.G.* // Radio Occultations Using Earth Satellites: A Wave Theory Treatment. Mon. 6, Deep space communications and navigation series / Ed. J. H. Yuen. Jet Propul. Lab., Pasadena, Calif., 2004.
- [Pavelyev et al., 2003] *Pavelyev A.G., Tsuda T., Igarashi K. et al.* Wave structures in the electron density profile in the ionospheric D and E-layers observed by radio holography analysis of the GPS/MET radio occultation data // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2003. V. 65(1). P. 59–70.
- [Pavelyev et al., 2004] *Pavelyev A.G., Liou Y.A., Wickert J.* Diffractive vector and scalar integrals for bistatic radio- holographic remote sensing // *Radio Sci.* 2004. V. 39(4). RS4011. P. 1–16.
- [Pavelyev et al., 2007] *Pavelyev A.G., Liou Y.A., Wickert J. et al.* Effects of the ionosphere and solar activity on radio occultation signals: Application to CHALLENGING Minisatellite Payload satellite observations // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. P. A06326, 1–14.
- [Pavelyev et al., 2009] *Pavelyev A.G., Liou Y.A., Wickert J. et al.* Eikonal acceleration technique for studying of the Earth and planetary atmospheres by radio occultation method // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. P. L21807, 1–5.
- [Pavelyev et al., 2010a] *Pavelyev A.G., Liou Y.A., Wickert J. et al.* Analytical model of electromagnetic waves propagation and location of inclined plasma layers using occultation data // *Prog. Electromagn. Res.* 2010. V. 106. P. 177–202.
- [Pavelyev et al., 2010b] *Pavelyev A.G., Liou Y.A., Wickert J. et al.* Phase acceleration: a new important parameter in GPS occultation technology // *GPS Solut.* 2010. V. 14(1). P. 3–14.
- [Pavelyev et al., 2011] *Pavelyev A.G., Zhang K., Wang C.S. et al.* Identification of Inclined Ionospheric Layers Using Analysis of GPS Occultation Data // *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.* 2011. V. 49(6). P. 2374–2384.
- [Plane, 2003] *Plane J.M.C.* Atmospheric Chemistry of Meteoric Metals // *Chem. Rev.* 2003. V. 103. P. 4963–4984.
- [Rocken et al., 1997] *Rocken C. et al.* Analysis and validation of GPS/MET data in the neutral atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. D25. P. 29849–29866.
- [Sokolovskiy et al., 2002] *Sokolovskiy S.V., Schreiner W., Rocken C., and Hunt D.* Detection of high-altitude ionospheric irregularities with GPS/MET // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29(3). P. 621–625.
- [Ware et al., 1996] *Ware R., Exner M., Feng D. et al.* GPS soundings of the atmosphere from low earth orbit: Preliminary results // *Bull. Am. Meteor. Soc.* 1996. V. 77. P. 19–40.
- [Whitehead, 1961] *Whitehead J.* The formation of the sporadic-E layer in the temperate zones // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1961. V. 20. P. 49–58.
- [Wickert et al., 2001] *Wickert J., Reigber C., Beyerle G. et al.* Atmosphere sounding by GPS radio occultation: First results from CHAMP // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28(9). P. 3263–3266.
- [Wickert et al., 2004] *Wickert J., Pavelyev A.G., Liou Y.A. et al.* Amplitude scintillations in GPS signals as a possible indicator of ionospheric structures // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31(15). P. L24801.
- [Wu et al., 2005] *Wu D.L., Ao C.O., Hajj G.A. et al.* Sporadic E morphology from GPS-CHAMP radio occultation // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. P. A01306.
- [Yakovlev et al., 2010] *Yakovlev O.I., Wickert J., Pavelyev A.G. et al.* Results of radio occultation measurement of polar ionosphere at satellite-to-satellite paths during strong flare solar activity // *Acta Astronautica.* 2010. V. 65. P. 315–323.

## IV.4. МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ ОТ НАЗЕМНЫХ ИСТОЧНИКОВ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

*И. В. Карпов<sup>1,2</sup>, С. П. Кшевецкий<sup>2</sup>*

Западное отделение Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
им. Н. В. Пушкова РАН, Калининград, Россия, office@wdizmiran.ru  
Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, Россия

Рассмотрены результаты модельного исследования вертикального распространения акустико-гравитационных волн (АГВ) от поверхности Земли до высот верхней атмосферы. Численные расчеты выполнены с применением негидростатической модели атмосферы, учитывающей нелинейные и диссипативные процессы, возникающие при вертикальном распространении волн. Модельный источник атмосферных возмущений задан в локализованной области на поверхности Земли. Частотный спектр источника возмущений содержит гармоники в интервале частот  $(0.5-1.5)\omega_g$  ( $\omega_g$  — частота Брента–Вяйсяля у поверхности Земли). Модельные расчеты показали, что вследствие распространения и диссипации АГВ над источником на высотах  $\sim 200$  км формируется область крупномасштабных пространственных возмущений состояния верхней атмосферы. Возникновение этой области влияет на распространение АГВ и приводит к формированию ниже 200 км волновода для АГВ, с периодами меньше периода Вяйсяля–Брента на высоте возмущенной атмосферы. Диссипация АГВ, распространяющихся в таком волноводе, приводит к расширению его горизонтальных пространственных масштабов. Протяженность области возмущения состояния верхней атмосферы и, следовательно, длина волновода может достигать  $\sim 1000$  км при длительности работы наземного источника АГВ  $\sim 1$  ч. Физический механизм возмущения верхней атмосферы, основанный на процессах распространения от Земли и диссипации АГВ с периодами меньше периода Вяйсяля–Брента в верхней атмосфере, объясняет быстрое возникновение крупномасштабных возмущений и их локализацию над источниками АГВ, расположенными на поверхности Земли или в нижней атмосфере.

### Введение

Акустико-гравитационные волны (АГВ) выполняют важную роль в осуществлении динамических связей процессов в нижней атмосфере с процессами в верхней атмосфере и ионосфере. Источниками возбуждения АГВ на высотах нижней атмосферы могут быть динамические процессы в приземных слоях атмосферы, например, метеорологические процессы (ураганы, погодные фронты, орографические явления), комплексы физических процессов, связанные с проявлением сейсмической или вулканической активности и т. д. Эффекты таких событий в верхней атмосфере и ионосфере выявлены в многочисленных экспериментальных исследованиях. В работе [Lastovichka, 2006] приведен обзор морфологии ионосферных эффектов, обусловленных волнами, распространяющимися из нижней атмосферы. Объяснение механизмов формирования возмущений верхней атмосферы и ионосферы вследствие динамических процессов в нижней атмосфере основывается, как правило, на представлении о вертикальном распространении АГВ и их непосредственном воздействии



на параметры среды или диссипации на высотах верхней атмосферы. Как известно, скорость вертикального распространения внутренних гравитационных волн (ВГВ) зависит от частоты и падает с ее уменьшением. Вследствие этого, низкочастотные крупномасштабные волны, например планетарные волны с периодами в несколько суток, не могут непосредственно достичь высот верхней атмосферы и ионосферы за время, сопоставимое с периодом волны [Fritts, Alexander, 2003]. Вместе с тем, в экспериментальных исследованиях выявлены ионосферные эффекты стратосферных возмущений [Hoffmann et al., 2012; Goncharenko et al., 2010]. При этом временные задержки между стратосферными, мезосферными и ионосферными возмущениями весьма незначительны в сравнении с длительностью возмущения. В работе [Pancheva et al., 2008] предложена схема формирования возмущений в верхней атмосфере и ионосфере вследствие таких событий на основе взаимодействия планетарных и приливных волн. Однако модуляция атмосферных приливов планетарными волнами не дает объяснения малым временным задержкам в проявлении возмущений.

Особенность ионосферных эффектов, связанных с проявлениями сейсмической активности, состоит в том, что они локализованы над эпицентральной областью. Очевидно, что ВГВ, имеющие достаточно большую горизонтальную компоненту фазовой скорости, не могут обеспечить локализацию возмущений верхней атмосферы и ионосферы над областью наземных источников волн. Так, например, в работе [Перцев, Шалимов, 1996] рассмотрена задача о распространении среднемасштабных внутренних гравитационных волн (ВГВ), генерируемых в области эпицентра землетрясения на поверхности Земли, в верхнюю атмосферу и оценены их ионосферные эффекты. Расчеты показали, что ионосферные возмущения от таких источников могут быть значительными, но на значительном удалении от области генерации волн.

Участие АГВ в осуществлении взаимосвязи процессов в нижней и верхней атмосфере не вызывает сомнений. Однако, такие особенности реакции верхней атмосферы и ионосферы, как скорость проникновения возмущений в верхнюю атмосферу и локализация над источниками возмущений в нижних слоях атмосферы, не имеют пока удовлетворительной физической интерпретации. Наибольший интерес для объяснения этих особенностей представляют мелкомасштабные ВГВ (периоды близки периоду Вайсяля–Брента) и звуковые волны, которые могут распространяться практически вертикально и достаточно быстро достигать высот верхней атмосферы. Теоретические исследования распространения инфразвуковых волн также указывают на возможность участия таких волн в реализации связей нижних и верхних атмосферных слоев [Hickey et al., 2001; Drobzheva, Krasnov, 2003]. Естественно полагать, что малые временные задержки в проявлении возмущений в различных атмосферных слоях, а также локализация возмущений над источниками в нижней атмосфере, должны объясняться с привлечением мелкомасштабных ВГВ и инфразвуковых волн. В теоретических исследованиях процессов вертикального распространения ВГВ, как правило, оценивают влияние таких волн на верхнюю атмосферу через расчет дополнительных потоков энергии и импульса, сообщаемого среде [Кшевецкий, Гаврилов, 2003; Kshevetskii, 2005; Hoffmann et al., 2012]. При этом неявно используется предположение о постоянстве работы источника возмущения в нижней атмосфере. В реальных условиях источники возмущений в нижней атмосфере нестационарные и генерируют широкий спектр волн. Модельные исследования, демонстрирующие роль мелкомасштабных ВГВ в термосфере, показывают высокую эффективность волн этого частотного диапазона и важность учета нестационарного характера источников их генерации на примере изучения механизмов формирования атмосферных возмущений в области солнечного терминатора [Карпов, Бессараб, 2008] и ионосферных предвестников землетрясений [Клименко и др., 2011]. Вместе с тем, в этих работах

не обсуждается вопрос о возможности распространения мелкомасштабных АГВ из нижней атмосферы в верхнюю.

Цель данной работы состоит в исследовании влияния АГВ, распространяющихся от поверхности Земли, в процессах формирования крупномасштабных возмущений в верхней атмосфере над областью генерации волн и оценке реалистичности сценариев развития таких возмущений вследствие динамических процессов на поверхности Земли или в нижних слоях атмосферы.

### Описание модельного эксперимента

В работе рассматривается модельная задача о распространении от поверхности Земли локализованного по частотам пакета акустико-гравитационных волн с периодами близкими к периоду Вяйсяля–Брента у поверхности. В расчетах применена двумерная негидростатическая численная модель распространения АГВ, основанная на решении гидродинамических уравнений для волновых возмущений и учитывающая нелинейные и диссипативные процессы при распространении волн, а также взаимодействие между ними [Кшевецкий, Гаврилов, 2003]. Уравнения модели имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho u + \frac{\partial}{\partial z} \rho w &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho u + \frac{\partial}{\partial x} \rho u^2 + \frac{\partial}{\partial z} \rho u w &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \eta \Delta u, \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho w + \frac{\partial}{\partial x} \rho u w + \frac{\partial}{\partial z} \rho w^2 &= -\frac{\partial P}{\partial z} - \rho g + \eta \Delta w, \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho \frac{c_V}{\mu} T + \frac{\partial}{\partial x} \rho \frac{c_V}{\mu} T u + \frac{\partial}{\partial z} \rho \frac{c_V}{\mu} T w &= -P \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + k \Delta T, \\ P &= \frac{\rho}{\mu} R T, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность;  $u$ ,  $w$  — компоненты скорости вдоль осей  $x$ ,  $z$ ;  $t$  — время;  $P$  — давление;  $T$  — температура;  $\mu$  — молекулярный вес;  $c_V$  — теплоемкость;  $g$  — ускорение свободного падения;  $\eta$ ,  $k$  — коэффициенты вязкости и теплопроводности, учитывающие молекулярный и турбулентный вклады.

В качестве начального фонового состояния атмосферы использованы данные эмпирической модели MSIS-90 для условий января. Уравнения решаются конечно-разностными методами с применением явных и неявных схем. Алгоритм интегрирования уравнений описан в работах [Kshevetskii, 2001a; Kshevetskii, 2001b].

В качестве модельного источника волновых возмущений задано возмущение давления на поверхности Земли в области протяженностью  $\sim 20$  км (точечный источник). Изменчивость источника возмущений во времени описывается суперпозицией десяти гармонических функций с периодами от  $0.5\omega_g$  до  $1.5\omega_g$ , где  $\omega_g = \left( \left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right) \frac{g}{H} \right)^{1/2}$  — частота Брента–Вяйсяля на поверхности Земли ( $g$  — ускорение силы тяжести,  $H$  — высота однородной атмосферы),  $\omega_i = \frac{\omega_g}{2} + \frac{(i-1)\omega_g}{10}$ ,  $i = 1, 2, \dots, 10$ . Периоды гармоник находятся в интервале от 3 до 10 мин. для рассматриваемых условий. Амплитуда возмущения температуры составляет  $\sim 3\%$  от невозмущенного значения температуры. Решения системы (1) получены для двух вариантов работы источника возмущений — непрерывного и импульсного. В первом варианте предполагается определить спектральный состав возмущений параметров верхней атмосферы в режиме установления, а во втором оценить динамику возмущений и эволюцию спектра при импульсной работе источника.

### Результаты модельных экспериментов

На рис. 1 и 2 показаны пространственные распределения волновых возмущений температуры (рис. 1) и средней температуры (рис. 2), вследствие диссипации волн, для нескольких моментов времени после начала непрерывной работы наземного источника. Как видно из рис. 1, волновые возмущения уже через 0.5 ч отмечаются на всех высотах атмосферы непосредственно над источником и достигают высот  $\sim 300$  км на расстояниях  $\sim 500$  км в горизонтальном направлении от него. Через 1–2 ч после включения источника можно отметить явно выраженный волноводный характер распространения атмосферных возмущений в области ниже  $\sim 200$  км.

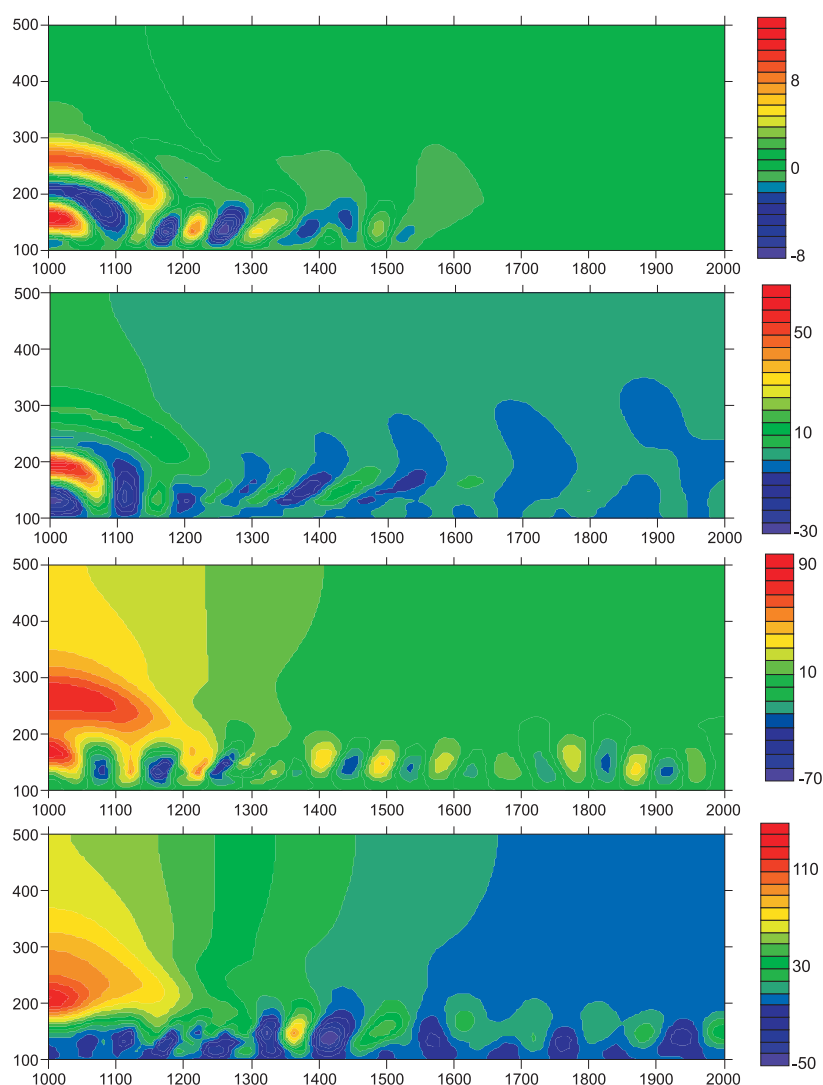


Рис. 1. Волновые возмущения температуры через 0.5, 1.0, 2.0, 3.0 ч (сверху вниз) после начала работы непрерывного источника. По оси X отложено расстояние по горизонтали от источника (координата источника  $X = 1000$  км), по оси Y — высота

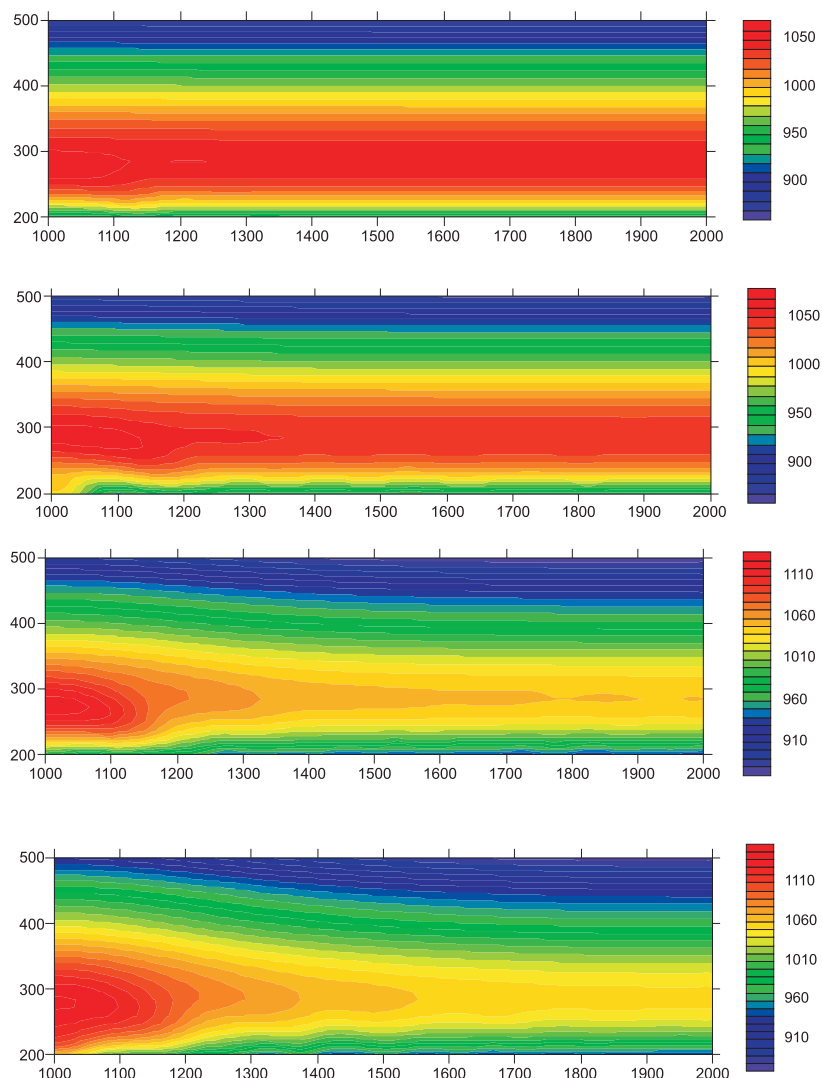


Рис. 2. Средняя температура атмосферы через 0.5, 1.0, 2.0, 3.0 ч (сверху вниз) после начала работы непрерывного источника. Обозначения и параметры такие же, как на рис. 1

На начальном этапе развития возмущения в верхней атмосфере пространственный масштаб волн имеет тенденцию к увеличению по мере удаления от источника возмущений. Так, через 0.5 ч после начала работы источника пространственный масштаб возмущений не превышает  $\sim 100$  км на горизонтальном удалении  $\sim 200$  км и достигает  $\sim 150$ – $200$  км на больших расстояниях. С течением времени, область малых пространственных масштабов ( $\sim 100$  км) возмущений расширяется и достигает  $\sim 1000$  км через 1–2 ч после начала работы источника. Максимальные амплитуды волновых возмущений наблюдаются непосредственно над источником на высотах  $\sim 200$ – $300$  км. При этом на больших высотах над источником (выше 300 км) амплитуда волновых возмущений медленно возрастает с течением времени после включения источника, оставаясь существенно меньше по сравнению с ампли-

тудами на высотах 200–300 км. Амплитуда волновых возмущений в области высот  $\sim 100$ –200 км медленно убывает в горизонтальном направлении по мере удаления от источника. Пространственная локализация атмосферных волновых возмущений и их масштабы, очевидно, связаны с возмущением фонового состояния атмосферы. Как видно из рис. 2, существенное увеличение средней температуры через 0.5 ч после включения источника наблюдается на высотах  $\sim 300$  км и на горизонтальных расстояниях от источника  $\sim 100$  км. С течением времени, через  $\sim 2$  ч, область возмущений снижается до высот  $\sim 200$  км и расширяется по горизонтали до  $\sim 1000$  км. Протяженность области возмущения фонового состояния атмосферы в горизонтальном направлении, как видно из рис. 1, оказывает влияние на формирование волноводного распространения волновых возмущений в верхней атмосфере. Расширение в горизонтальном направлении зоны возмущения верхней атмосферы сопровождается увеличением протяженности области волноводного распространения.

На рис. 3 показаны результаты расчетов волновых возмущений температуры и возмущений средней температуры при импульсном воздействии наземного источни-

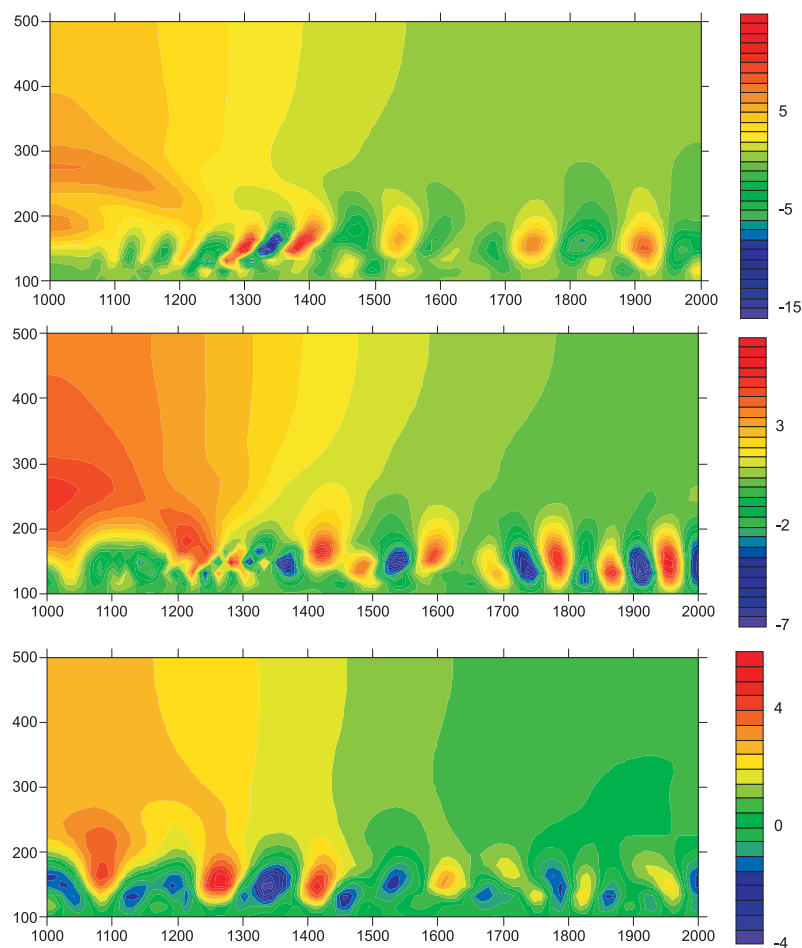


Рис. 3. Волновые возмущения температуры через 0.5, 1.0, 2.0 ч (сверху вниз) после окончания работы импульсного источника. Обозначения и параметры такие же, как на рис. 1

ка через 1.5, 2 и 3 ч после включения источника. Длительность работы импульсного источника составляет  $\sim 1$  ч. Пространственная структура волновых возмущений и возмущений средней температуры на временах  $\sim 1$  ч в обоих вариантах работы источника практически одинакова. Как видно из рис. 3, через 1.5 час, после включения источника, и, соответственно, через 0.5 час после его выключения, на высотах ниже  $\sim 200$  км отмечается волноводный характер распространения волновых возмущений, также как и в варианте с непрерывно работающим источником. Волноводный характер распространения возмущений на высотах  $\sim 200$  км сохраняется в течение всего периода рассмотрения все 3 часа. Однако, как видно из рисунка, с увеличением времени после выключения источника уменьшается протяженность области волноводного распространения и появляется область вертикального распространения волн (рис. 4). Амплитуда волновых возмущений быстро уменьшается с течением времени и по мере удаления от источника возмущений. Из рис. 2б, на котором пока-

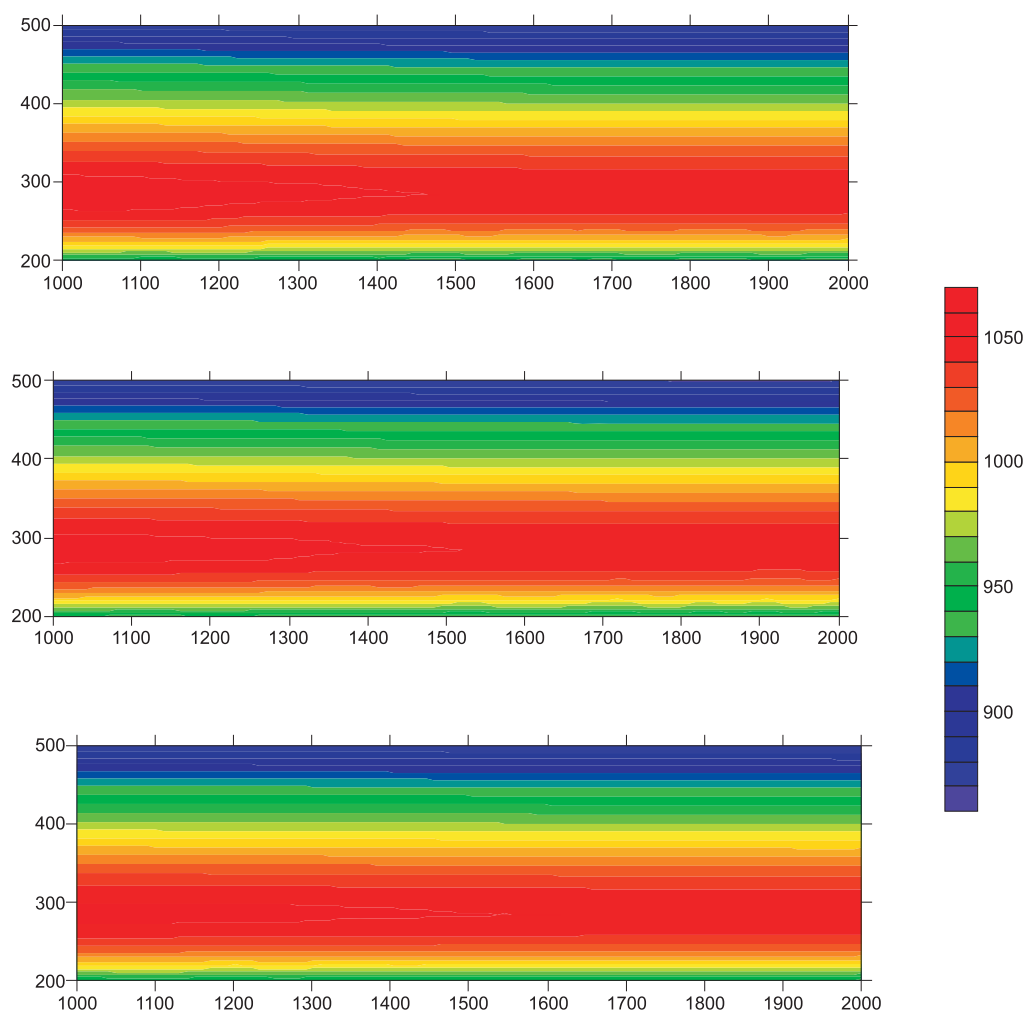


Рис. 4. Средняя температура атмосферы через 0.5, 1.0, 2.0 ч (сверху вниз) после окончания работы импульсного источника. Обозначения и параметры такие же, как на рис. 1

заны возмущения средней температуры видно, что область возмущений на высотах  $\sim 250\text{--}300$  км сохраняется значительное время после окончания работы источника. С течением времени, после выключения источника, область возмущений средней температуры сужается по вертикали и уменьшается в горизонтальном масштабе. Уменьшение масштаба этой зоны приводит к прекращению волноводного режима распространения волн за ее пределами.

Таким образом, результаты расчетов показывают, что АГВ, возбуждаемые локализованными источниками на поверхности Земли, распространяются до высот верхней атмосферы и ионосферы. При этом отмечаются два взаимосвязанных эффекта: волноводное распространение волновых возмущений на высотах ниже 200 км и возмущение фонового состояния атмосферы на пространственных масштабах, сопоставимых с размерами формирующегося волновода — области распространения волновых возмущений.

### Обсуждение результатов

Наиболее интересная особенность результатов проведенных расчетов состоит в том, что появление области крупномасштабного возмущения на высотах верхней атмосферы (первоначально на высотах  $\sim 300$  км) существенно влияет на распространение АГВ от наземного источника. Это влияние проявляется в том, что на высотах верхней атмосферы формируется волновод, в котором распространяются волны с периодами меньше периода Вайсяля–Брента.

Волновые возмущения в верхней атмосфере появляются достаточно быстро после включения наземного источника АГВ (менее 0.5 ч) и с течением времени распространяются на расстояния  $\sim 1000$  км от источника возбуждения. На рис. 5 показаны частотные спектры вариаций волновых возмущений температуры на высоте 167 км над источником и на удалении 500 км через различные промежутки времени после включения источника.

Как видно из рисунка, частотные характеристики вариаций устанавливаются достаточно быстро после включения источника и сохраняются в процессе его работы. В области над источником АГВ распространяются инфразвуковые волны с периодами 3–4 мин., а на горизонтальном удалении от источника волны с периодами 6–9 мин. При этом пространственные масштабы волн меняются заметным образом с течением времени и при удалении от источника (рис. 1).

В области влияния инфразвуковых волн, распространяющихся непосредственно от Земли, на высотах 200–300 км над источником наблюдается частичное отражение волн в области протяженностью  $\sim 100$  км по горизонтали (рис. 1). Эффекты распространения инфразвуковых волн в верхнюю атмосферу ранее рассматривались в работе [Drobzheva, Krasnov, 2003], где было показано, что инфразвуковые волны, траектории которых отклоняются на угол меньше  $20^\circ$  от вертикали, могут проникать до высот F-области ионосферы. Это означает, что инфразвуковые волны не могут создать область ионосферных возмущений горизонтальной протяженностью более  $\sim 300$  км. Наблюдения ионосферных эффектов от землетрясений показывают, что обычно горизонтальные масштабы возмущений достигают размеров  $\sim 1000$  км. В целом, результаты наших расчетов, касающиеся инфразвуковых составляющих волновых возмущений, согласуются с выводами работы [Drobzheva, Krasnov, 2003]. Вместе с тем, в проведенных нами расчетах учитывается влияние на распространение волн фонового состояния атмосферы, изменяющегося под действием диссипации волн. Этот эффект сложным образом влияет на формирование области распространения волн в атмосфере. Область возмущений средней температуры формируется первоначально на высотах  $\sim 300$  км вследствие диссипации распространяющихся



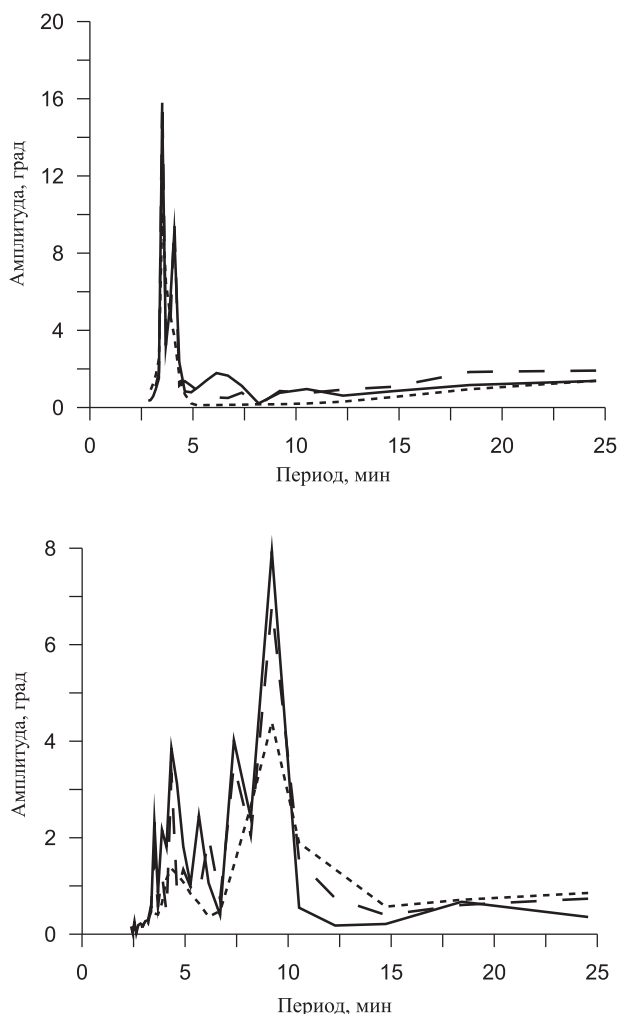


Рис. 5. Спектр волновых вариаций температуры на высоте 167 км над наземным источником АГВ (сверху) и на удалении по горизонтали на 500 км (снизу) через 0.5 час (пунктирная линия), 1 час (штриховая линия) и 3 час (сплошная линия) после включения источника

инфразвуковых волн. С течением времени область возмущений фоновое состояния расширяется как в вертикальном, так и горизонтальном направлениях, опускаясь на высоты  $\sim 250$  км и распространяясь на  $\sim 1000$  км по горизонтали. Изменение высоты области происходит, поскольку с ростом средней температуры эффекты диссипации инфразвуковых волн становятся существенными на меньших высотах. Расширение в горизонтальном направлении определяется тем фактом, что на значительном горизонтальном удалении от источника в волновое поле входят распространяющиеся от Земли ВГВ, которые достигают высот, где существенна диссипация, несколько позже, чем инфразвуковые волны. Более того, частичное отражение инфразвуковых волн от возмущенной области атмосферы над источником и интерференция с распространяющимися от земли волнами формирует область, которая, с одной стороны, является источником волн, распространяющихся в горизонтальном направ-

лении, а, с другой стороны, областью повышенной диссипации волновой энергии и нагрева атмосферы. Таким образом, область волноводного распространения расширяется в горизонтальном направлении. Нагрев атмосферы ведет к увеличению периода Вяйсяля–Брента, и те волновые составляющие, которые распространялись от земли как ВГВ (периоды более 6 мин), в области возмущенной верхней атмосферы распространяются как инфразвуковые волны. В проведенном численном эксперименте, период Вяйсяля–Брента в возмущенных условиях становится равным  $\sim 12$  мин на высотах 250–300 км. Следовательно, все волновые возмущения, распространяющиеся от модельного наземного источника, в верхней атмосфере становятся инфразвуковыми и захватываются в формирующийся волновод. При этом, вследствие диссипации, часть энергии этих волн идет на формирование волновода, а сами волны распространяются вдоль него практически горизонтально и на большие расстояния. У волновода, очевидно, имеется и нижняя граница в области турбопаузы, отчетливо видимая на рис. 1, 3, где скорость звука минимальна для всей верхней атмосферы. Для волновых возмущений с периодами превышающими период Вяйсяля–Брента в возмущенной атмосфере, появление такого волновода практически не скажется на их распространении. Пространственные размеры формирующегося волновода накладывают ограничения на пространственные и временные масштабы волн, распространяющихся вдоль волновода, поскольку скорость распространения равна скорости звука, а периоды не превышают период Вяйсяля–Брента в возмущенных условиях. Инфразвуковые и внутренние гравитационные волновые составляющие, генерируемые источником, в силу отличий в характере распространения попадают в волновод на разных расстояниях от источника возмущений. Вследствие этого, регулярная пространственная структура вариаций будет нарушаться при удалении от источника, в зависимости от пространственных масштабов волн попадающих в волновод. На рис. 1 видны такие области на расстояниях  $\sim 300$  км и  $\sim 700$  км, где в область формирующегося волновода начинают проникать распространяющиеся от источника ВГВ.

В случае импульсного воздействия источника АГВ в верхней атмосфере также формируется волноводная область. После выключения источника на поверхности Земли, волновод, сформировавшийся в верхней атмосфере, существует продолжительное время по сравнению с временем работы источника. Время релаксации возмущений фонового состояния атмосферы определяется диссипативными процессами и значительно превосходит периоды распространяющихся волн. В силу этого, возмущенное состояние верхней атмосферы сохраняется продолжительное время после выключения источника на поверхности Земли. Качественно такая реакция верхней атмосферы на распространение волн с малыми периодами отмечалась в исследовании крупномасштабных возмущений, генерируемых в термосфере солнечным терминатором [Карпов, Бессараб, 2008].

Таким образом, реакция верхней атмосферы на распространение АГВ от поверхности Земли проявляется в формировании области крупномасштабных возмущений параметров среды на высотах  $\sim 200$  км. Важным условием формирования такой области является генерация инфразвуковых волн наземным источником возмущений, поскольку эти волновые составляющие могут распространяться практически вертикально, достигать высот верхней атмосферы и, вследствие диссипации, изменить тепловой режим среды. Появление крупномасштабного возмущения влияет на распространение АГВ в верхней атмосфере и приводит к волноводному распространению волн с периодами меньше периода Вяйсяля–Брента вдоль поверхности Земли на высотах  $\sim 200$  км. В свою очередь, распространение АГВ в волноводе приводит, вследствие диссипации, к расширению области крупномасштабного возмущения атмосферы в горизонтальном направлении и увеличению протяженности волновода.

Согласно предложенной интерпретации результатов численных экспериментов, периоды волн, которые могут быть захвачены в таком волноводе, не превышают периода Вайсяля–Брента в возмущенной верхней атмосфере. Следовательно, обнаружить такой волноводный процесс достаточно сложно, поскольку обычно в зондировании верхней атмосферы и ионосферы дискретность наблюдений сравнима с периодом Вайсяля–Брента. В тоже время, экспериментальные томографические исследования ионосферных неоднородностей, возбуждаемых мощными радиоволнами, модулированными с частотой порядка Вайсяля–Брента в верхней атмосфере, выявляют волноводное распространение генерируемых возмущений [Kunitsyn et al., 2012]. Результаты теоретических исследований, по влиянию локальных источников АГВ в нижней термосфере [Карпов, Бессараб, 2008] на верхнюю атмосферу и ионосферу также выявляют эффекты формирования крупномасштабных возмущений в атмосфере над источниками.

Таким образом, представляется, что предложенная интерпретация процесса распространения волн с периодами меньше или порядка периода Вайсяля–Брента в атмосфере вполне оправдана и отражает основные детали процесса распространения АГВ от наземных источников в верхнюю атмосферу. Эти представления позволяют объяснить наблюдаемые особенности формирования крупномасштабных атмосферных и ионосферных возмущений от источников АГВ на поверхности Земли и в нижних слоях атмосферы.

Отметим также, что хотя сложившаяся система рутинных наблюдений параметров верхней атмосферы и ионосферы не позволяет выделить детали развивающегося волнового процесса, сопутствующий эффект формирования атмосферного возмущения с пространственными масштабами  $\sim 1000$  км и временными масштабами, значительно превосходящими период Вайсяля–Брента (верхняя граница формирующегося волновода), может быть зарегистрирован. Такие крупномасштабные возмущения верхней атмосферы могут являться следствием процессов, развивающихся на поверхности Земли или в нижних слоях атмосферы. К их числу можно отнести сейсмические процессы в области подготовки землетрясений, метеорологические возмущения и т. д. Результаты численных исследований по изучению механизмов формирования сейсмических возмущений в ионосфере вследствие распространения волн с малыми периодами демонстрируют качественное согласие с результатами наблюдений [Клименко и др., 2011].

## Заключение

Результаты численных экспериментов по исследованию эффектов распространения АГВ от наземных источников в верхнюю атмосферу показали.

1. АГВ, возбуждаемые наземными источниками и имеющие периоды меньше периода Вайсяля–Брента в верхней атмосфере, могут достигать высот верхней атмосферы.

2. Вследствие диссипации распространяющихся АГВ над источником на высотах 200–250 км формируется область возмущений верхней атмосферы. Важный вклад в процесс формирования этой области вносят инфразвуковые волны, распространяющиеся от наземного источника. Эти волны распространяются со скоростью звука и через 0.5 ч после включения источника формируют область возмущений с горизонтальным масштабом  $\sim 100$  км на высотах  $\sim 300$  км.

3. Область возмущений атмосферы влияет на процесс распространения волн, периоды которых меньше периода Вайсяля–Брента в возмущенной атмосфере. Вследствие частичных отражений таких волн от области возмущений и интерференции с волнами от наземного источника формируется атмосферный волновод, в котором

волны распространяются в горизонтальном направлении на большие расстояния от наземного источника.

4. Расширение области волновода определяется диссипацией распространяющихся в нем волн, а также волнами от наземного источника, которые распространяются до высот верхней атмосферы как ВГВ и попадают в волновод на больших горизонтальных удалениях от источника. Пространственная протяженность волновода достигает  $\sim 1000$  км, через 1–2 ч после включения источника. Вследствие волноводного распространения АГВ с периодами менее периода Вяйсяля–Брента в возмущенной атмосфере, формируется крупномасштабное атмосферное возмущение на высотах более 200 км.

5. Предложенный механизм формирования крупномасштабных возмущений позволяет объяснить быстроту проявления реакции верхней атмосферы и ее пространственные масштабы на сейсмические процессы на поверхности Земли и метеорологические процессы в нижней атмосфере.

### Список литературы

- [Карпов, Бессараб, 2008] *Карпов И.В., Бессараб Ф.С.* Модельное исследование влияния солнечного терминатора на параметры термосферы // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2008. Т. 48. № 2. С. 217–227.
- [Клименко и др., 2011] *Клименко М.В., Клименко В.В., Захаренкова И.Е., Карпов И.В.* Моделирование сейсмоионосферных эффектов, инициированных внутренними гравитационными волнами // *Химическая физика*. 2011. Т. 30. № 5. С. 41–49. 2011.
- [Кшевецкий, Гаврилов, 2003] *Кшевецкий С.П., Гаврилов Н.М.* Вертикальное распространение нелинейных гравитационных волн и их разрушение в атмосфере // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2003. Т. 43. № 1. С. 74–82.
- [Перцев, Шалимов, 1996] *Перцев Н.Н., Шалимов С.Л.* Генерация атмосферных гравитационных волн в сейсмически активном регионе и их влияние на ионосферу // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1996. Т. 36. № 2. С. 111–118.
- [Drobzheva, Krasnov, 2003] *Drobzheva Ya. V., Krasnov V.M.* The acoustic field in the atmosphere and ionosphere caused by a point explosion on the ground // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2003. V. 65. No. 3. P. 369–377.
- [Fritts, Alexander, 2003] *Fritts D.C., Alexander M.J.* Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere // *Rev. Geophys.* 2003. V. 41. No. 1. P. 1–64.
- [Goncharenko et al., 2010] *Goncharenko L.P., Chau J.L., Liu H.-L., Coster A.J.* Unexpected connections between the stratosphere and ionosphere // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. P. L10101.
- [Hickey et al., 2001] *Hickey M.P., Schubert G., Walterscheid R.L.* Acousticwave heating of the thermosphere // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. No. A10. P. 21,543–21,548.
- [Hoffmann et al., 2012] *Hoffmann P., Jacobi C., Borries C.* Possible planetary wave coupling between the stratosphere and ionosphere by gravity wave modulation. // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2012. V. 75–76. P. 71–80.
- [Kshevetskii, 2005] *Kshevetskii S.P., Gavrilov N.M.* Vertical propagation, breaking and effects of nonlinear gravity waves in the atmosphere // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2005. V. 67. P. 1014–1030.
- [Kshevetskii, 2001a] *Kshevetskii S.P.* Analytical and numerical investigation of nonlinear internal gravity waves. // *Nonlinear Proc. Geoph.* 2001. V. 8. P. 37–53.
- [Kshevetskii, 2001b] *Kshevetskii S.P.* Numerical simulation of nonlinear internal gravity waves // *Comp. Math. Math. Phys.* 2001. V. 12. P. 1777–1791.
- [Kunitsyn et al., 2012] *Kunitsyn V.E., Andreeva E.S., Padokhin A.M. et al.* Radiotomographic studies of wavelike disturbances in ionosphere disturbed by powerfull HF-heating // *Abstracts*

- of Intern. Conf. "AIS-2012: Atmosphere, Ionosphere, Safety". Kaliningrad, June 24–30, 2012 / Ed. I. V. Karpov. Kaliningrad: IKBFU, 2012. P. 67–69.
- [Lastovichka, 2006] *Lastovichka J.* Forcing of the ionosphere by waves from below // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2006. V. 68. No. 3–5. P. 479–497.
- [Pancheva et al., 2008] *Pancheva D., Mukhtarov P., Mitchell N.J. et al.* Planetary waves in coupling the stratosphere and mesosphere during the major stratospheric warming in 2003/2004 // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. P. D12105.

## IV.5. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ В ТРОПОСФЕРЕ НАД СЕЙСМИЧЕСКИМ РЕГИОНОМ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ УКВ РАДИОВОЛН

*В. М. Сорокин, А. К. Яценко*

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, г. Троицк, Россия

Приведены данные наблюдения ВЧ-радиоизлучения в диапазоне 41 и 53 МГц, полученного на сети из четырех станций на о. Крит в течение трех лет. Результаты анализа свидетельствуют, что излучение генерируется в атмосфере на высотах 1–10 км над районом подготовки землетрясений. Его источником служат случайные электрические разряды. Появление разрядов обусловлено возмущением электрического тока проводимости в глобальной атмосферно-ионосферной цепи над сейсмическим районом. Возникновение этого тока накануне землетрясений подтверждено спутниковыми данными регистрации электрического поля. Причиной возмущения тока служит инжекция заряженных аэрозолей в атмосферу в результате подъема почвенных газов в процессе подготовки землетрясения. Расчеты показали, что электрическое поле возмущенного тока может достигать пробойного значения на высотах 5–10 км. Развита теория генерации электромагнитного излучения случайными электрическими разрядами и проведены расчеты спектра электромагнитного излучения. Результаты теории подтверждаются данными наблюдения. Рассмотрено рассеяние электромагнитной волны УКВ диапазона на случайных электрических разрядах, возникающих в тропосфере над очагом готовящегося землетрясения. Выведены уравнения и разработан метод расчета среднего значения поля электромагнитной волны, рассеянной на случайных разрядах.

### 1. Введение

Одно из перспективных исследований, направленных на создание методов мониторинга землетрясений, — изучение электромагнитных предвестников сейсмических событий. Эти исследования были начаты в работах [Varotsos, Alexopoulos, 1984; Hayakawa, Fujinawa, 1994; Gokhberg et al., 1995; Hayakawa, 1996; Nagao et al., 2002]. Они наблюдаются в широкой области частот, от квазистатических полей до УКВ радиоволн. Наименее исследованным является радиоизлучение в диапазоне высоких частот (ВЧ), связанное с подготовкой землетрясений. В работе [Voinov et al., 1992] было обнаружено появление распределенных зарядов в атмосфере над эпицентром Спитакского землетрясения за 1–3 дня до его начала. Области распределенных зарядов отличались от подобных областей, возникающих во время гроз по временным характеристикам и высоте расположения. Длительность существования заряженных областей составляла несколько часов, тогда как для грозовой активности характерное время не превышает одного часа [Proctor et al., 1988]. Необычной были также высота и эффективная отражающая поверхность. Высота составляла 5–30 км, а площадь отражения превышала почти в 10 раз аналогичную для гроз. Радиоизлучения возникают в результате электрического разряда в атмосфере над эпицентром будущего землетрясения. Накануне мощного землетрясения ( $M = 7.3$ ) в Китае [Zhao, Qian, 1997] ночью наблюдалось свечение ночного неба на удалении до 100–200 км от его эпицентра. В обзоре оптических явлений, связанных с землетрясениями в районе

Средиземного моря [Papadopoulos, 1999], подчеркивается, что оптические эффекты наблюдаются над сушей и над морем, как правило, для землетрясений магнитудой больше 6.0. Сообщается также [Williams, 1989], что наибольшее расстояние до эпицентра составляло 140 км. Для этих случаев высота сейсмогенного свечения могла достигать высот 1–2 км и больше.

Регулярные в течение нескольких лет наблюдения аномалий радиоизлучения в УКВ диапазоне, возникающих перед землетрясениями, проведены на о. Крит [Nomicos et al., 1995; Vallianatos, Nomicos, 1998]. Было зарегистрировано радиоизлучение в УКВ диапазоне, возникающее накануне землетрясений, эпицентры которых находились как на суше, так и под дном моря. На основе полученных данных показано [Ruzhin et al., 1999; Ruzhin et al., 2000], что возможный источник УКВ излучения находится в атмосфере на высотах порядка нескольких километров над эпицентром подготовки землетрясения. Было предположено, что генерации УКВ излучения может возникать в результате электрических разрядов, связанных с конвективным переносом заряженных аэрозолей на высотах 1–10 км в зоне подготовки землетрясения.

Один из методов электромагнитного зондирования сейсмической активности использует существующие сигналы передатчика в различных частотных диапазонах. Было доказано влияние возмущения ионосферы, связанного с подготовкой землетрясения, на распространение радиоволн ОНЧ и НЧ диапазонов [Gokhberg et al., 1989; Hayakawa, Fujinawa, 1994; Molchanov, Hayakawa, 1998; Biagi, 1999]. Кроме того, данные наблюдения показали, что сигналы УКВ передатчика за линией горизонта значительно усиливаются в период роста сейсмической активности в том случае, если трасса распространения сигнала проходит вблизи эпицентральной области подготовки землетрясения. В работах [Kushida, Kushida, 1998; Kushida, Kushida, 2002] проведен анализ сигналов УКВ передатчиков за линией горизонта. Показано, что значительное усиление сигнала возникает в том случае, когда трасса распространения сигнала проходит вблизи зоны подготовки землетрясения. В работе [Pilipenko et al., 2001] показано, что интенсивность рассеянных радиоволн была значительно больше в том случае, когда приемная антенна направлена под малым углом к горизонту. Этот факт подтверждает вывод о том, что рассеяние радиоволн происходит в значительной мере больше в средней атмосфере, чем в ионосфере. Этот вывод был подтвержден в работе [Fujiwara et al., 2004], в которой было показано, что рассеянный сигнал наблюдается при его приеме антенной, направленной под малым углом к горизонту, и он отсутствует в том случае, когда антенна направлена вертикально вверх. В работе [Moriya et al., 2010] приведены данные наблюдения аномального распространения УКВ радиоволн за линией горизонта накануне землетрясений. Эти данные свидетельствуют о том, что радиоволны УКВ передатчика наблюдаются за линией горизонта в результате их рассеяния в нижней атмосфере.

В работах [Sorokin et al., 2011; Sorokin et al., 2012a; Sorokin et al., 2012b] показано, что на высотах 5–10 км над сейсмоактивными районами возможно возникновение тонких (порядка единиц километров) слоев с горизонтальным размером порядка десятки–сотни километров, в которых величина квазистатического электрического поля приближается к пробойным значениям. Эти данные получены в результате расчетов пространственного распределения возмущения электрического тока в глобальной цепи при включении в нее ЭДС, возникающей в приземной атмосфере в процессе подготовки землетрясения. ЭДС формируется в результате инъекции заряженных аэрозолей почвенными газами во время усиления сейсмической активности [Sorokin et al., 2005; Sorokin et al., 2007; Sorokin, Hayakawa, 2013]. На рис. 1 приведен пример расчета пространственного распределения электрического поля в тропосфере, связанного с инъекцией заряженных аэрозолей в атмосферу. Штриховкой отмечена



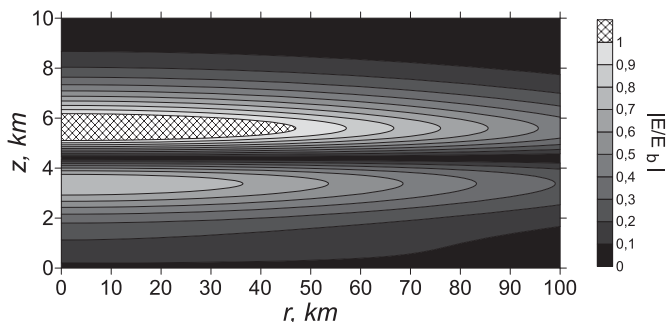


Рис. 1. Результаты расчета пространственного распределения величины электрического поля отнесенной к его пробойному значению. Штриховкой выделена область тропосферы, в которой электрическое поле достигает пробойного значения

область, в которой электрическое поле достигает пробойного значения. В результате турбулентности атмосферы в этой области тропосферы возможна генерация последовательности статистически независимых электрических разрядов. Модель их генерации рассмотрена в работах [Sorokin et al., 2011; Sorokin et al., 2012a; Sorokin et al., 2012b]. В работе рассмотрена генерация электромагнитных волн в УКВ диапазоне случайными разрядами и рассеяние на них радиоволны. Проведен расчет спектра излучения и пространственного распределения среднего значения поля за горизонтом относительно передатчика.

## 2. Механизм формирования области разрядов в атмосфере

Будем полагать, что источником излучения являются электрические разряды в атмосфере, возбуждаемые в области, в которой электрическое поле достигает пробойного значения. Источник поля должен действовать в течение нескольких дней. В течение этого времени в ионосфере наблюдается усиление квазистатического электрического поля до величины порядка 10 мВ/м [Chmyrev et al., 1989; Gousheva et al., 2006; Gousheva et al., 2008a; Gousheva et al., 2008b; Gousheva et al., 2009]. Как следует из электродинамической модели атмосферно-ионосферных связей, такое усиление поля в ионосфере связано с генерацией тока проводимости в атмосферно-ионосферной цепи [Sorokin et al., 2001; Сорокин, Чмырев, 2002; Sorokin et al., 2006; Sorokin, 2007; Sorokin, Hayakawa, 2013]. Его источник — сторонний электрический ток, возникающий на границе литосфера–атмосфера при инжекции заряженных аэрозолей в процессе подготовки землетрясения. Ниже используем эту модель для интерпретации данных наблюдения ВЧ-излучения тропосферы над очагом землетрясения. Рассмотрим высотное распределение вертикальной компоненты электрического поля в атмосфере над этой зоной. Согласно модели, электрическое поле связано с током проводимости, который генерируется электродвижущей силой в нижней атмосфере при инжекции в нее заряженных аэрозолей почвенными газами. Электродвижущей силой является конвективный перенос вверх и гравитационное оседание в нижней атмосфере заряженных водяных и почвенных аэрозолей, инжектируемых в атмосферу вместе с почвенными газами. Наличие потенциального барьера при переносе заряженных аэрозолей через границу литосфера–атмосфера определяет обратную связь между сторонним током и электрическим полем, что ведет к ограничению поля на ее поверхности. Атмосферная радиоактивность (радон, радий, торий, актиний и продукты их распада) оказывают влияние на характеристики стороннего электрического тока и проводимость нижней атмосферы.

Генерация возмущения электрического поля сторонним током  $\mathbf{j}_e$  в слое Земля–ионосфера рассмотрена в работах [Sorokin et al., 2005; Sorokin et al., 2006]. Возникая в нижней атмосфере, он генерирует ток проводимости, который протекает в замкнутой атмосферно–ионосферной цепи. Растекаясь вдоль ионосферы, ток проводимости приводит к возникновению в ней электрического поля. Получена система уравнений, определяющих потенциал  $\phi$  возмущения электрического поля  $\mathbf{E} = -\nabla\phi$  в декартовой системе координат  $(x, y, z)$  с осью  $z$ , направленной вертикально вверх. Однородное магнитное поле  $\mathbf{B}$  направлено под углом  $\alpha$  к оси  $x$ . Плоскость  $z = 0$  совпадает с поверхностью идеально проводящей Земли. На этой плоскости потенциал электрического поля равен нулю  $\phi|_{z=0} = 0$ . В слое  $0 < z < z_1$  расположена атмосфера с проводимостью  $\sigma(z)$ , зависящей от высоты  $z$ . Плоскость  $z = z_1$  совпадает с тонкой проводящей ионосферой, характеризуемой тензором интегральной проводимости с компонентами  $\Sigma_P, \Sigma_H$  – проводимостями Педерсена и Холла соответственно. Для медленных процессов с характерным временем  $t \gg 1/\sigma$  потенциал  $\phi$  в атмосфере определяется из уравнения непрерывности тока и закона Ома

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \phi - \mathbf{j}_e) = 0.$$

При инъекции в атмосферу заряженных аэрозолей почвенными газами возникает потенциальный барьер на поверхности Земли, который ведет к ограничению поля на ее поверхности. В работе [Sorokin et al., 2006] найдено распределение электрического поля в системе атмосфера–ионосфера, генерируемого сторонним током, пространственное распределение вертикальной компоненты которого задается в виде

$$j_e(r, z) = j_p(r)s_p(z) - j_n(r)s_n(z),$$

где  $j_p, j_n$  – плотности сторонних токов, формируемых для положительно и отрицательно заряженных аэрозолей соответственно. В работе [Sorokin et al., 2006] проведен расчет горизонтальной компоненты электрического поля в ионосфере. Расчеты показали, что горизонтальная компонента поля в ионосфере достигает величины порядка 10 мВ/м, в то время как на поверхности Земли величина вертикальной компоненты поля не превышает его фоновое значение. Поле в ионосфере достигает максимального значения на расстоянии порядка размера области, охваченной сторонним током. Результаты расчета подтверждаются многочисленными спутниковыми данными прямых измерений усиления электрического поля в ионосфере. Как следует из работ [Chmyrev et al., 1989; Gousheva et al., 2006; Gousheva et al., 2008a; Gousheva et al., 2008b; Gousheva et al., 2009], электрическое поле в ионосфере достигает величины 10 мВ/м и более в течение нескольких дней во время подготовки землетрясений. Экспериментальное подтверждение результатов расчетов поля в ионосфере, позволяет применить развитую модель возмущения квазистатического поля для нахождения высотной зависимости электрического поля в слое Земля–ионосфера. Результаты соответствующих расчетов, полученные в работах [Sorokin et al., 2011], приведены на рис. 1. Из графика следует, что в атмосфере возможно возникновение электрических разрядов в нижней атмосфере, в области, в которой электрическое поле сравнивается по величине с его пробойным значением.

### 3. Генерация ВЧ-радиоизлучения в атмосфере

Как показано выше, в нижней атмосфере возможно возникновение электрического поля, величина которого достигает его пробойного значения. В результате турбулентности атмосферы, в этой области возникают электрические разряды. Разряды возбуждаются, в основном, вертикальной компонентой поля и представляют собой

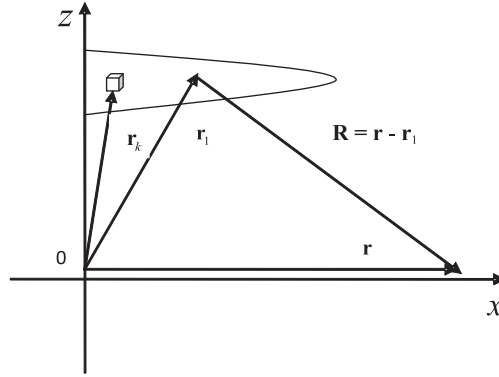


Рис. 2. Система координат, используемая для расчетов электромагнитного излучения

электрические диполи. Полагая, что все величины зависят от времени по закону  $\exp(-i\omega t)$ , напряженность электрического поля  $\mathbf{E}$  и напряженность магнитного поля  $\mathbf{H}$  их излучения связаны с векторным потенциалом Герца  $\mathbf{\Pi}$  по формулам

$$\mathbf{E} = k^2 \mathbf{\Pi} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{\Pi}); \quad \mathbf{H} = i\varepsilon_0 \omega \nabla \times \mathbf{\Pi}; \quad k = \omega/c.$$

Потенциал Герца удовлетворяет уравнению

$$\nabla^2 \mathbf{\Pi} + k^2 \mathbf{\Pi} = \frac{i}{\varepsilon_0 \omega} \mathbf{j}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{j}$  — плотность электрического тока диполей,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная. Представим область, в которой происходят разряды, в виде ячеек, центры которых расположены в точках с радиус-векторами  $\mathbf{r}_k$  (см. рис. 2). Плотность тока  $\mathbf{j}$  формируется в результате случайных разрядов. Будем полагать, что плотность тока в зависимости от координат и времени определяется функцией

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sum_{k,m} \mathbf{j}_k A(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k, t - t_{km}), \quad (2)$$

где  $\mathbf{j}_k$  — амплитуда плотности тока случайного разряда в  $k$ -й ячейке,  $t_{km}$  — моменты времени возникновения статистически независимых разрядов в  $k$ -й ячейке,  $A(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k, t - t_{km})$  — безразмерная плотность тока электрического разряда в ячейке с радиус-вектором  $\mathbf{r}_k$ , произошедшего в момент времени  $t_{km}$ . Решение уравнения (1) имеет вид

$$\mathbf{\Pi}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{i}{4\pi\varepsilon_0\omega} \int_V \mathbf{j}(\mathbf{r}_1, \omega) \frac{\exp[ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|]}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} d\mathbf{r}_1, \quad (3)$$

где  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор точки наблюдения. В формуле (3) интегрирование ведется по области охваченной разрядами, как показано на рис. 2. Обозначим вертикальные компоненты электрического поля и тока  $\mathbf{E}_z = E$ ,  $\mathbf{j}_z = j$ . Поле связано с потенциалом равенством

$$E = k^2 \Pi_z + \frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial z^2}. \quad (4)$$

Подставляя (3) в (4) получим, что в волновой зоне ( $kr \gg 1$ ) на поверхности идеально проводящей Земли электрическое поле определяется выражением

$$E(\mathbf{r}, \omega) = \int_V j(\mathbf{r}_1, \omega) G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, \omega) d\mathbf{r}_1, \quad (5)$$

$$G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, \omega) = \frac{i\omega\mu_0}{2\pi} \left(1 - \frac{z_1^2}{R^2}\right) \frac{\exp(ikR)}{R}, \quad R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|,$$

где вектор  $\mathbf{r}_1$  имеет компоненты  $(x_1, y_1, z_1)$ . Применяя Фурье-преобразование по времени к формуле (2), получим

$$j(\mathbf{r}, \omega) = \sum_{k,m} j_k A(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k, \omega) \exp(i\omega t_{km}). \quad (6)$$

Фазы  $\omega t_{km}$  являются независимыми случайными величинами, равномерно распределенными на интервале  $(0-2\pi)$

$$\langle \exp(i\omega t_{km}) \rangle = 0, \quad \langle \exp(i\omega t_{km}) \exp(-i\omega t_{in}) \rangle = \delta_{ki} \delta_{mn}, \quad (7)$$

где угловые скобки означают статистическое усреднение. Подставляя (6) в (5), получим

$$E(\mathbf{r}, \omega) = \sum_k E_k(\mathbf{r}, \omega) \sum_k \exp(i\omega t_{km}), \quad (8)$$

$$E_k(\mathbf{r}, \omega) = j_k \int_V A(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_k, \omega) G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}',$$

где  $E_k(\mathbf{r}, \omega)$  — электрическое поле, излучаемое при разряде в  $k$ -й ячейке. В (8) интегрирование ведется по объему, охватывающему область разрядов. Подставляя (8) в (7), получим  $\langle E(\mathbf{r}, \omega) \rangle = 0$ . Если размер источника меньше длины волны излучения, то (8) преобразуется в равенство

$$E(\mathbf{r}, \omega) \approx a(\omega) \sum_k j_k G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k, \omega) \sum_m \exp(i\omega t_{km}), \quad (9)$$

$$a(\omega) = \int_V A(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}'.$$

Спектр мощности  $P(\mathbf{r}, \omega)$  электромагнитного излучения разрядов, электрическое поле которого  $E(\mathbf{r}, t)$  наблюдалось в течение времени  $T$ , определяется по формуле

$$P(\mathbf{r}, \omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|E_T(\mathbf{r}, \omega)|^2}{T}, \quad E_T(\mathbf{r}, \omega) = \int_0^T \exp(i\omega t) E(\mathbf{r}, t) dt.$$

Частотный спектр электрического поля излучения  $E(\mathbf{r}, \omega)$  определяется спектром мощности

$$E(\mathbf{r}, \omega) = \sqrt{P(\mathbf{r}, \omega)}. \quad (10)$$

Расчет спектра мощности проведен в работе [Sorokin et al., 2011]. Полагалось, что разряд представляет собой вертикальный бесконечно тонкий импульсный линейный ток, протекающий на отрезке длиной  $l$ . Этот ток возникает в ячейке с номером  $k$  в моменты времени  $t_{km}$ . Его пространственно-временное распределение представлено в виде

$$A(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k, t - t_{km}) = B(z - z_k, t - t_{km}) s\delta(x - x_k) \delta(y - y_k),$$

где  $\delta(x)$  — дельта-функция Дирака,  $s$  — площадь поперечного сечения разряда. Для расчетов использована модель распределения линейного тока в разряде длиной  $l$ , приведенная в работе [Iudin, Trakhtengerts, 2001].

Согласно расчетам, спектр мощности электромагнитного излучения и спектр его электрического поля определяются пространственным распределением плотности вероятности появления разрядов в области атмосферы, в которой электрическое поле может достигнуть пробойного значения. Плотность вероятности убывает в зависимости от эпицентрального расстояния. В центре этой области вероятность имеет наибольшее значение. В том случае, когда электрическое поле близко по значению к величине пробойного поля, возникновение пространственных неоднородностей заряда приводит к локальным областям усиления электрического поля. При превышении этим полем пробойного значения, в таких областях возникают разряды. Возникновение неоднородностей электрического заряда и поля может быть связано с турбулентностью атмосферы и с диссипативной неустойчивостью потоков заряженных аэрозолей [Grach et al., 2005].

Воспользовавшись формулой (10), получим выражение для амплитуды электрического поля излучения на частоте  $f$  в спектральном интервале  $\Delta f$  в виде  $E(\mathbf{r}, f, \Delta f) = \sqrt{P(\mathbf{r}, 2\pi f) \Delta f}$ . На рис. 3 приведен результат расчета спектра излучения частоте  $f = 2\pi/\omega = 50$  МГц в спектральном интервале  $\Delta f = 20$  кГц на расстоянии 300 км от эпицентра. Спектр имеет максимум на частоте порядка 10 МГц, а затем медленно убывает. Амплитуда спектра в спектральном интервале от 30 до 70 МГц составляет величину в три раза меньшую максимального значения. Результаты расчетов согласуются со значением поля излучения, измеряемого в работе [Ruzhin, Nomicos, 2007] на расстояниях 300–350 км от эпицентров землетрясений на стадии их подготовки.

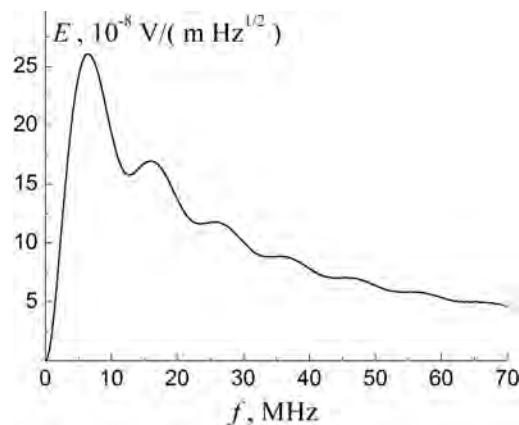


Рис. 3. Спектр электромагнитного излучения на расстоянии 300 км от эпицентра

#### 4. Генерация электрического тока падающей монохроматической волной в проводящем канале разряда

Рассмотрим падение монохроматической электромагнитной волны на область тропосферы, в которой возникают случайные разряды. Разряд будем полагать длинным тонким вертикально ориентированным цилиндрическим проводником радиуса  $a$ , длины  $l \gg a$ . Нестационарная проводимость разряда  $\sigma(t)$  равномерно распре-

делена вдоль его длины. Электрическое поле падающей волны наводит в разряде ток поляризации, скорость распространения которого составляет  $v \sim 10^7$  м/с. Для разряда длиной  $l \sim 10$  м время выравнивания плотности заряда вдоль его длины составляет  $l/v \sim 10^{-6}$  с [Sorokin et al., 2011]. Это время значительно превосходит период падающей волны передатчика  $1/f_0 \sim 10^{-8}$  с. Следовательно, наведенный падающей волной ток в разряде можно полагать квазистатическим. Для расчета тока, наведенного в проводящем разряде конечной длины падающей монохроматической волной, будем использовать приближение длинных линий. Это приближение широко используется при расчете пространственно-временных характеристик молниевых разрядов. Излучателем монохроматической радиоволны служит вертикальный точечный электрический диполь. В области, в которой поле достигает пробойного значения, возникают случайные электрические разряды. Центр проводящего разряда с номером  $k$  расположен в точке с радиус вектором  $\mathbf{r}_k$ . Обозначим вертикальную компоненту электрического поля монохроматического излучения диполя частотой  $\omega_0$  на расстоянии  $\mathbf{r}_k$  в виде  $E_0(\mathbf{r}_k) \exp(-i\omega_0 t)$ . Потенциал поверхности канала разряда  $V$  и протекающий в нем электрический ток определяются системой уравнений [Sadiku, 2007]

$$-\frac{\partial V}{\partial z} - b \frac{\partial I}{\partial t} = E_k + E_0(\mathbf{r}_k) \exp(-i\omega_0 t), \quad C \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial z} = 0,$$

$$C \approx \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(l/a)}, \quad b \approx \frac{\mu_0}{2\pi} \ln(l/a) = \frac{\epsilon_0\mu_0}{C} = \frac{c^2}{C},$$

где  $E_k$  — продольная компонента электрического поля на поверхности разряда,  $C$  — емкость единицы длины проводника,  $b$  — индуктивности единицы длины проводника,  $c$  — скорость света. На концах проводника ток обращается в нуль

$$I(z_k + l/2, t) = I(z_k - l/2, t) = 0.$$

Проводимость разряда  $\sigma$  медленно меняется по сравнению с периодом  $2\pi/\omega_0$  падающей волны. В этом случае все величины зависят от времени по гармоническому закону  $\exp(-i\omega_0 t)$ , а поле  $E_k(z, t)$  на поверхности проводника связано с протекающим в нем током  $I(z, t)$  равенством

$$E_k(z, t) = R(\omega_0, t)I(z, t),$$

где сопротивление единицы длины проводника  $R(\omega_0, t)$  определяется по формуле

$$R(\omega_0, t) = \frac{(1+i)\sqrt{\mu_0\sigma(t)\omega_0/2}}{2\pi\sigma(t)a} \frac{J_0((1+i)a\sqrt{\mu_0\sigma(t)\omega_0/2})}{J_1((1+i)a\sqrt{\mu_0\sigma(t)\omega_0/2})}.$$

В этом выражении  $J_{0,1}$  — функции Бесселя нулевого и первого порядка. Представим ток и потенциал в виде произведения медленно меняющихся функций на быстро меняющуюся экспоненту по формулам

$$I(z, t) = I_0(z, t) \exp(-i\omega_0 t),$$

$$V(z, t) = V_0(z, t) \exp(-i\omega_0 t),$$

которые позволяют получить уравнение для определения функции  $I_0$

$$\frac{d^2 I_0}{dz^2} + q^2(t)I_0 = i\omega_0 C E_0.$$

Его решение с граничным условием имеет вид

$$I(\mathbf{r}_k, z - z_k, t) = I_0(\mathbf{r}_k, z - z_k, t) \exp(-i\omega_0 t),$$

$$I_0(\mathbf{r}_k, z - z_k, t) = \frac{i\omega_0 C l^2 E_0(\mathbf{r}_k)}{[q(t)l]^2} \left\{ 1 - \frac{\cos[q(t)(z - z_k)]}{\cos[q(t)l/2]} \right\}, \quad (11)$$

$$q^2 = k_0^2 + i\omega_0 C R(\omega_0, t), \quad k_0 = \omega_0/c.$$

Равенство (11) позволяет рассчитать пространственно-временное распределение наведенного падающей волной тока в разрядах. Излучение этого тока формирует рассеянное поле падающей волны.

## 5. Электромагнитное излучение, рассеянное на электрических разрядах

Источником рассеянного излучения являются наведенные токи в разрядах, возникающих в случайных точках в случайные моменты времени в пределах области тропосферы, в которой напряженность квазистатического электрического поля приближается к пробойному значению. Представим разрядную область в виде фиксированных ячеек и пронумеруем их индексом  $k$ . Характерный размер ячейки порядка пространственного масштаба разряда. Каждый разряд происходит в одной из ячеек, а моменты времени разрядов в каждой ячейке образуют последовательность случайных величин  $t_{k\alpha} = t_{k1}, t_{k2}, \dots$ . Обозначим пространственно-временное распределение плотности наведенного тока в каждом разряде  $\mathbf{j}_{k\alpha} = \mathbf{j}_{k\alpha}(\mathbf{r}_k, t - t_{k\alpha})$ . Плотность тока зеркального изображения разряда в плоскости идеально проводящей Земли  $z = 0$  обозначим  $\mathbf{j}_{k\alpha}^* = \mathbf{j}_{k\alpha}^*(\mathbf{r}_k^*, t - t_{k\alpha})$ . На рис. 4 приведено изображение разряда и его зеркального отражения. Вектор  $\mathbf{r}_k$  имеет компоненты  $(x_k, y_k, z_k)$ , а вектор  $\mathbf{r}_k^*$  имеет компоненты  $(x_k, y_k, -z_k)$ . Напряженность электрического  $\mathbf{E}_{k\alpha}$  и магнитного  $\mathbf{H}_{k\alpha}$  поля излучения разряда и его изображения определяются уравнениями Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{H}_{k\alpha} = \mathbf{j}_{k\alpha} + \mathbf{j}_{k\alpha}^* + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_{k\alpha}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{E}_{k\alpha} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}_{k\alpha}}{\partial t},$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_{k\alpha} = \frac{\rho + \rho^*}{\varepsilon_0}, \quad \nabla \cdot \mathbf{H}_{k\alpha} = 0,$$

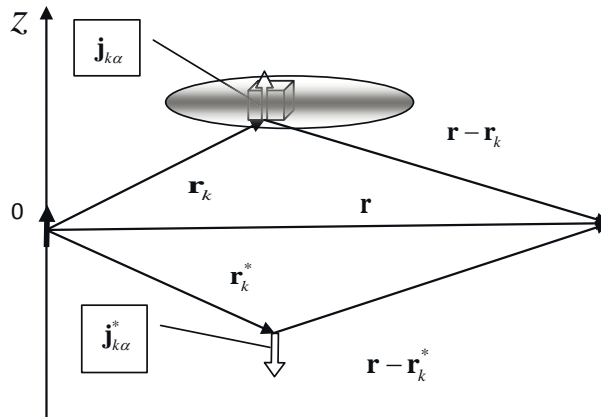


Рис. 4. Схема расположения наведенного в разряде тока и его изображения в идеально проводящей Земле



где  $\rho, \rho^*$  — плотность заряда в разряде и его изображении соответственно. Поле электромагнитного излучения области охваченной разрядами, определяется равенствами

$$\mathbf{E} = \sum_{k\alpha} \mathbf{E}_{k\alpha}, \quad \mathbf{H} = \sum_{k\alpha} \mathbf{H}_{k\alpha}. \quad (12)$$

Рассматриваем рассеянное поле на поверхности Земли. Радиус вектор точки наблюдения  $\mathbf{r}$  расположен в плоскости  $(x, y)$ . Обозначено  $\mathbf{r}_k$  — радиус-вектор центра разряда. В зоне Фраунгофера  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_k| \gg l^2/\lambda \sim l^2\omega_0/c$  поле излучения разряда определяется векторным потенциалом  $\mathbf{A}_{k\alpha}$  по формулам

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{k\alpha} &= \left( \frac{\partial \mathbf{A}_{k\alpha}}{\partial t} \times \mathbf{n}_k \right) \times \mathbf{n}_k + \left( \frac{\partial \mathbf{A}_{k\alpha}^*}{\partial t} \times \mathbf{n}_k^* \right) \times \mathbf{n}_k^*, \\ \mathbf{H}_{k\alpha} &= \frac{1}{Z_0} \left( \frac{\partial \mathbf{A}_{k\alpha}}{\partial t} \times \mathbf{n}_k \right) + \frac{1}{Z_0} \left( \frac{\partial \mathbf{A}_{k\alpha}^*}{\partial t} \times \mathbf{n}_k^* \right), \\ Z_0 &= \left( \frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{1/2}, \quad \mathbf{n}_k = \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_k|}, \quad \mathbf{n}_k^* = \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k^*)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_k^*|}. \end{aligned} \quad (13)$$

На больших расстояниях векторные потенциалы рассеянного излучения  $\mathbf{A}_{k\alpha}, \mathbf{A}_{k\alpha}^*$  определяются плотностью излучающих токов согласно приближенным формулам

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{k\alpha}(\mathbf{r}, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}_k|} \int \mathbf{j}_{k\alpha} \left( \mathbf{r}', t - t_{k\alpha} - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_k|}{c} + \frac{\mathbf{n}_k \cdot \mathbf{r}'}{c} \right) dr', \\ \mathbf{A}_{k\alpha}^*(\mathbf{r}, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}_k^*|} \int \mathbf{j}_{k\alpha}^* \left( \mathbf{r}', t - t_{k\alpha} - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_k^*|}{c} + \frac{\mathbf{n}_k^* \cdot \mathbf{r}'}{c} \right) dr'. \end{aligned} \quad (14)$$

Интегрирование ведется по объему излучающего тока. Так как ток разряда протекает в тонком, вертикально-ориентированном проводящем канале длины  $l$ , то вектор плотности тока имеет вертикальную компоненту, которую обозначим  $j_{k\alpha}$ . Будем полагать, что пространственно-временная зависимость плотности тока в разрядах описывается функцией

$$\begin{aligned} j_{k\alpha} &= I(x_k, y_k, z - z_k, t - t_{k\alpha}) \delta(x - x_k) \delta(y - y_k), \\ j_{k\alpha}^* &= I(x_k, y_k, z + z_k, t - t_{k\alpha}) \delta(x - x_k) \delta(y - y_k). \end{aligned} \quad (15)$$

На поверхности идеально-проводящей Земли касательная компонента электрического поля обращается в нуль, а вертикальная его компонента и напряженность магнитного поля на этой поверхности удваиваются. Подставляя (13) и (14) в (12) и воспользовавшись пространственно-временным распределением вертикальной компоненты излучающего тока (15), получим формулы для компонент напряженности электрического и магнитного поля в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_z(\mathbf{r}, t) &= -\frac{\mu_0}{2\pi} \sum_{k,\alpha} \frac{1 - n_{kz}^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_k|} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-l/2}^{l/2} d\xi I \left( \mathbf{r}_k, \xi, t - t_{k\alpha} - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_k|}{c} + \frac{n_{kz}\xi}{c} \right), \\ \mathbf{H}_\perp(\mathbf{r}, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi Z_0} \sum_{k,\alpha} \frac{(\mathbf{e}_z \times \mathbf{n}_{k\perp})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_k|} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-l/2}^{l/2} d\xi I \left( \mathbf{r}_k, \xi, t - t_{k\alpha} - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_k|}{c} + \frac{n_{kz}\xi}{c} \right). \end{aligned} \quad (16)$$

В формулах (16) интегрирование ведется по длине проводящего разряда  $z - z_k = \xi$ . Подынтегральная функция определяется выражением (11). Электромагнитное поле (16) представляет собой суммарное излучение, генерируемое наведенными токами во всех разрядах ячеек.

Для определения статистических характеристик случайного процесса, таких как среднее значение и корреляционная функция, будем полагать, что моменты времени  $t_{k\alpha} = t_{k1}, t_{k2}, \dots$  для каждой ячейки с номером  $k$  образуют пуассоновские последовательности с частотами  $\nu_k$ . Последовательности принадлежащие ячейкам с различными номерами  $k$  являются статистически независимыми. Определим объемную плотность частоты разрядов  $N(\mathbf{r}_k)$  в ячейке с номером  $k$  по формуле  $\nu_k = N(\mathbf{r}_k)\Delta V_k$ , где  $\Delta V_k$  — объем  $k$ -й ячейки. Производя статистическое усреднение в (16), и заменяя в (16) суммирование по  $k$  интегрированием по объему  $V$  области, охваченной разрядами, согласно формуле  $\sum_k \nu_k F(\mathbf{r}_k) = \int_V N(\mathbf{r}')F(\mathbf{r}')d\mathbf{r}'$ , получим

$$E_z(\mathbf{r}) = k_0^2 L^3 \left\{ \int_V d\mathbf{r}' N(\mathbf{r}') E_0^2(\mathbf{r}') G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \right\}^{1/2}. \quad (17)$$

В равенстве (17) функция Грина определяется формулой

$$G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{(1 - n_z^2)^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \int_{-\infty}^{\infty} |\Phi(t, n_z)|^2 dt. \quad (18)$$

В формуле (18) обозначено

$$\Phi(t, n_z) = \frac{\cos(k_0 n_z l / 2)}{ql[(k_0 n_z l)^2 - (ql)^2]} \left[ tg\left(\frac{ql}{2}\right) - \frac{q}{k_0 n_z} tg\left(\frac{k_0 n_z l}{2}\right) \right]. \quad (19)$$

Формулы (17)–(19) позволяют рассчитывать пространственное распределение на поверхности Земли среднего значения компоненты электрического поля электромагнитного излучения, рассеянного падающей волной на случайных разрядах. Под знаком интеграла (17) задается пространственное распределение амплитуды вертикальной компоненты электрического поля падающей волны  $E_0(\mathbf{r})$  и пространственное распределение частоты разрядов в возмущенной области, отнесенное к единице объема  $N(\mathbf{r})$ .

## Заключение

Непрерывный мониторинг электромагнитного ВЧ-излучения в течение трехлетнего периода показал, что область его генерации находится в атмосфере на высотах 0.1–10 км над эпицентром сейсмической области. Излучение наблюдается в течение нескольких дней до главного толчка землетрясения. В этот же период наблюдается усиление квазистатического электрического поля в ионосфере до величины порядка 10 мВ/м. Появление такого поля в ионосфере связано с протекающим электрическим током в атмосферно-ионосферной цепи. Источником этого тока служит ЭДС, возникающая в результате инъекции заряженных аэрозолей в период роста сейсмической активности в приповерхностном слое нижней атмосферы. Расчеты показали, что электрическое поле тока проводимости, протекающего из атмосферы в ионосферу, может достигать пробойного значения в области атмосферы на высотах до 10 км. Таким образом, электрический ток усиливающий поле в ионосфере, может формировать в атмосфере электрические разряды, которые являются источником ВЧ-излучения. Проведенные расчеты амплитудных и частотных характеристик излучения показали их согласие с данными наблюдения. Регистрация сигналов УКВ передатчиков за линией горизонта показала, что их амплитуда значительно возрастает в период подготовки землетрясений, эпицентры которых расположены вблизи трассы распростране-

ния. Из результатов наблюдений следует, что на распространение сигналов оказывает влияние область тропосферы над сейсмическим регионом. Аномальное распространение сигналов наблюдается в течение нескольких дней до землетрясения. Расчеты показали, что электрическое поле тока проводимости в атмосферно-ионосферной цепи может достигать пробойного значения в области тропосферы на высотах 5–10 км. В результате турбулентности атмосферы в этой области формируются случайные электрические разряды. Так как разряды обладают высокой электрической проводимостью, то на них происходит рассеяние УКВ радиоволны передатчика. Проведенные расчеты показали, что сигналы УКВ передатчиков рассеиваются в слое тропосферы, охватывающем случайные разряды, толщиной порядка единиц километров, который расположен на высотах от 5 до 10 км. Рассеянное поле распространяется за линию горизонта относительно передатчика. Появление рассеянного поля за линией горизонта объясняет наблюдаемую аномалию в распространении сигналов УКВ передатчика накануне землетрясения. Получены уравнения, позволяющие проводить расчеты пространственного распределения среднего значения поля рассеянной на случайных разрядах волны за линией горизонта.

### Список литературы

- [Сорокин, Чмырев, 2002] *Сорокин В.М., Чмырев В.М.* Электродинамическая модель ионосферных предвестников землетрясений и некоторых видов катастроф // Геомagnetизм и аэрономия. 2002. Т. 42. № 6. С. 821.
- [Biagi, 1999] *Biagi P.* Seismic effect on LF radio waves // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes / Ed. M. Hayakawa. Terra Sci. Pub. Co., 1999. P. 535–542.
- [Chmyrev et al., 1989] *Chmyrev V.M., Isaev N.V., Bilichenko S.V., Stanev G.A.* Observation by space-borne detectors of electric fields and hydromagnetic waves in the ionosphere over an earthquake center // Phys. Earth Planet. Inter. 1989. V. 57. P. 110–114.
- [Fujiwara et al., 2004] *Fujiwara H. et al.* Atmospheric anomalies observed during earthquake occurrences // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. P. L17110.
- [Gokhberg et al., 1989] *Gokhberg M.B., Gufeld I.L., Rozhnoy A.A. et al.* Study of seismic influence on the ionosphere by super long-wave probing of the Earth-ionosphere waveguide // Phys. Earth Planet. Inter. 1989. V. 57. P. 64.
- [Gokhberg et al., 1995] *Gokhberg M.B., Morgounov V.A., Pokhotelov O.A.* Earthquake Prediction. Seismo-electromagnetic Phenomena. Amsterdam: Gordon and Breach Publishers, 1995. 193 p.
- [Gousheva et al., 2006] *Gousheva M., Glavcheva R., Danov D. et al.* Satellite monitoring of anomalous effects in the ionosphere probably related to strong earthquakes // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 660–665.
- [Gousheva et al., 2008a] *Gousheva M.N., Glavcheva R.P., Danov D.L. et al.* Electric field and ion density anomalies in the mid latitude ionosphere: Possible connection with earthquakes? // Adv. Space Res. 2008. V. 42. P. 206–212.
- [Gousheva et al., 2008b] *Gousheva M., Danov D., Hristov P., Matova M.* Quasi-static electric fields phenomena in the ionosphere associated with pre- and post earthquake effects // Natural Hazards Earth Syst. Sci. 2008. V. 8. P. 101–107.
- [Gousheva et al., 2009] *Gousheva M., Danov D., Hristov P., Matova M.* Ionospheric quasi-static electric field anomalies during seismic activity August-September 1981 // Natural Hazards Earth Syst. Sci. 2009. V. 9. P. 3–15.
- [Grach et al., 2005] *Grach V.S., Demekhov A.G., Trakhtengerts V.Y.* Kinetic instability of charged particle flow in a thunderstorm cloud // Radiophys. Quantum Electronics. 2005. V. 48(6). P. 435–446.

- [Hayakawa, 1996] *Hayakawa M.* Electromagnetic precursors of earthquake: review of recent activities // Review of Radio Society 1993–1996 / Ed. Ross Stone W. London: Oxford University Press, 1996. 807 p.
- [Hayakawa, Fujinawa, 1994] *Hayakawa M., Fujinawa Y.* (Eds.) Electromagnetic Phenomena Related to Earthquakes. Tokyo: Terra Sci. Pub. Co., 1994. 667 p.
- [Iudin, Trakhtengerts, 2001] *Iudin D.I., Trakhtengerts V.Y.* Fractal structure of the nonlinear dynamics of electric charge in a thundercloud // Radiophys. Quantum Electron. 2001. V. 44. P. 386–402.
- [Kushida, Kushida, 1998] *Kushida Y., Kushida R.* On the possibility of earthquake forecast by radio observation in the VHF band // RIKEN Review. 1998. V. 19. P. 152–160.
- [Kushida, Kushida, 2002] *Kushida Y., Kushida R.* Possibility of earthquake forecast by radio observation in the VHF band // J. Atmos. Electricity. 2002. V. 22(3). P. 239–255.
- [Molchanov, Hayakawa, 1998] *Molchanov O.A., Hayakawa M.* Subionospheric VLF signal perturbations possibly related with earthquakes // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 17489–17504.
- [Moriya et al., 2010] *Moriya T., Mogi T., Takada M.* Anomalous pre-seismic transmission of VHF-band radio waves resulting from large earthquakes, and its statistical relationship to magnitude of impending earthquakes // Geophys. J. Int. 2010. V. 180. P. 858–870.
- [Nagao et al., 2002] *Nagao T. et al.* Electromagnetic anomalies associated with 1995 Kobe earthquake // J. Geo Dyn. 2002. V. 33. P. 401–411.
- [Nomicos et al., 1995] *Nomicos K., Vallianatos F., Kalliakatos F., Sideris S., Bakatsakis M.* Latest aspects of telluric and electromagnetic variations associated with shallow and intermediate depth earthquakes in South Aegean // Annali di Geophysica. 1995. V. XI/2. P. 361–375.
- [Papadopoulos, 1999] *Papadopoulos G.A.* Luminous and Fiery Phenomena Associated with Earthquakes in East Mediterranean // Atmospheric and Ionospheric EM Phenomena Associated with EQ / Ed. M. Hakiakawa. Tokyo: TERRAPUB, 1999. P. 559–575.
- [Pilipenko et al., 2001] *Pilipenko V., Shalimov S., Uyeda S., Tanaka H.* Possible mechanism of the over-horizon reception of FM radio waves during earthquake preparation period // Proc. Japan Academy. 2001. V. 77. Ser. B. P. 125–130.
- [Proctor et al., 1988] *Proctor D.E., Uytenbogaardt R., Meredith B.M.* VHF radio pictures of lightning flashes to ground // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. P. 12683.
- [Ruzhin et al., 1999] *Ruzhin Yu.Ya., Nomicos C., Vallianatos F.* VHF precursor generated in atmosphere before earthquake // Report SE27-017. 24th General Assembly of EGS. Haague. Geophysical Res. Abs. 1999. N. 105.
- [Ruzhin et al., 2000] *Ruzhin Yu.Ya., Nomicos C., Vallianatos F.* High frequency seismoprecursor emissions // Proc. 15th Wroclaw EMC Symposium. 2000. P. 512–517.
- [Ruzhin, Nomicos, 2007] *Ruzhin Yu., Nomicos C.* Radio VHF precursors of earthquakes // Natural Hazards. 2007. V. 40. P. 573–583.
- [Sadiku, 2007] *Sadiku M.N.O.* Elements of electromagnetics. 4th ed. Oxford series in electrical and computer engineering. N. Y.: Oxford University Press, 2007.
- [Sorokin, 2007] *Sorokin V.M.* Plasma and electromagnetic effects in the ionosphere related to the dynamic of charged aerosols in the lower atmosphere // Russian J. Phys. Chemistry. 2007. V. 1. No. 2. P. 138–170.
- [Sorokin, Hayakawa, 2013] *Sorokin V.M., Hayakawa M.* Generation of seismic-related DC electric fields and lithosphere-atmosphere-ionosphere coupling // Mod. Appl. Sci. 2013. V. 7. No. 6. P. 1–25.
- [Sorokin et al., 2001] *Sorokin V.M., Chmyrev V.M., Yaschenko A.K.* Electrodynamic model of the lower atmosphere and the ionosphere coupling // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2001. V. 63. N. 16. P. 1681–1691.
- [Sorokin et al., 2005] *Sorokin V.M., Chmyrev V.M., Yaschenko A.K.* Theoretical model of DC electric field formation in the ionosphere stimulated by seismic activity // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2005. V. 67. P. 1259–1268.

- [Sorokin et al., 2006] Sorokin V.M., Yaschenko A.K., Chmyrev V.M., Hayakawa M. DC electric field formation in the mid-latitude ionosphere over typhoon and earthquake regions // Phys. Chemistry Earth. 2006. V. 31. P. 454–461.
- [Sorokin et al., 2007] Sorokin V.M., Yaschenko A.K., Hayakawa M. A perturbation of DC electric field caused by light ion adhesion to aerosols during the growth in seismic-related atmospheric radioactivity // Natural Hazards Earth Syst. Sci. 2007. V. 7. P. 155–163.
- [Sorokin et al., 2011] Sorokin V.M., Ruzhin Yu.Ya., Yaschenko A.K., Hayakawa M. Generation of VHF radio emissions by electric discharges in the lower atmosphere over a seismic region // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2011. V. 73. P. 664–670.
- [Sorokin et al., 2012a] Sorokin V.M., Ruzhin Yu.Ya., Kuznetsov V.D., Yaschenko A.K. Model of electric discharges formation in the lower atmosphere over a seismic region // Geomatics, Natural Hazards and Risk. 2012. V. 3. P. 225–238.
- [Sorokin et al., 2012b] Sorokin V.M., Ruzhin Yu.Ya., Yaschenko A.K., Hayakawa M. Seismic-related electric discharges in the lower atmosphere // The Frontier of Earthquake Prediction Studies / Ed. M. Hayakawa. Tokyo, Japan: Nihon-senmontosho-Shuppan, 2012. P. 592–611.
- [Vallianatos, Nomicos, 1998] Vallianatos F., Nomicos K. Sismogenic Radioemissions as Earthquake Precursors in Greece // Phys. Chemistry Earth. 1998. V. 23. No. 9–10. P. 953–957.
- [Voinov et al., 1992] Voinov V.V., Gufeld I.L., Kruglikov V.V. et al. Effects in the ionosphere and atmosphere before the Spitack earthquake // News of USSR Academy. Fizika Zemli (in Russian). 1992. No. 3. P. 96–101.
- [Varotsos, Alexopoulos, 1984] Varotsos P., Alexopoulos K. Physical properties of the variation the electric field of the Earth preceding earthquakes I // Tectonophysics. 1984. V. 110. P. 73–98.
- [Williams, 1989] Williams E.R. The Electrofication of Thunderstorms // J. Geophys. Res. 1989. V. 93. No. D6. P. 992–993.
- [Zhao, Qian, 1997] Zhao Y., Qian F. Earthquake lights: a very convincing evidence for energy transfer from earth to air // Intern. Workshop on Seismo-Electromagnetic (Abstracts). Tokyo: NASDA, 1997. P. 242.

## **IV.6. РАДИОЗАТМЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН И СЛОИСТЫХ СТРУКТУР В АТМОСФЕРАХ ЗЕМЛИ, МАРСА И ВЕНЕРЫ**

*В. Н. Губенко, А. Г. Павельев, В. Е. Андреев, И. А. Кириллович, Р. Р. Салимзянов*

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия,  
e-mail: vngubenko@gmail.com

Разработана оригинальная методика определения характеристик внутренней гравитационной волны (ВГВ) по данным анализа индивидуального вертикального профиля температуры в атмосфере планеты. Сформулирован и обоснован критерий идентификации ВГВ, в случае выполнения которого анализируемые флуктуации температуры могут рассматриваться как волновые проявления. Идентифицированные в атмосферах планет ВГВ являются инерционными волнами с низкими собственными частотами, близкими к инерционной частоте места наблюдения, а их кинетическая энергия, как правило, на порядок превышает потенциальную энергию. Распространение этих волн вызывает значительную модуляцию стабильности атмосферной стратификации, что приводит к сдвиговой неустойчивости и возникновению тонких слоев перемежающейся турбулентности в атмосферах Земли, Марса и Венеры.

Проведен кросс-корреляционный и спектральный анализ флуктуаций амплитуды сигналов (диапазон 32 см), зарегистрированных при радиопросвечивании аппаратами Венера-15 и -16 близких атмосферных районов в северной полярной области Венеры. Значительный уровень корреляции амплитудных флуктуаций с высотой был выявлен при зондировании четырех районов полярной атмосферы в интервале высот от 59.0 до 61.5 км. Здесь обнаружена тонкая вертикальная структура, указывающая на расслоение верхнего яруса полярных облаков Венеры. Найдено, что время жизни мелкомасштабных слоистых неоднородностей в атмосфере составляет не менее 2 сут., а их горизонтальная протяженность в меридиональном направлении превышает 180 км.

### **Введение**

Фундаментальной задачей физики атмосфер планет является исследование волновых процессов, которые, как показывают результаты наблюдений, определяют атмосферную динамику на всех высотах. Важная роль внутренних гравитационных волн (ВГВ), в первую очередь, связана с обеспечением ими эффективного механизма переноса энергии и импульса из нижних уровней атмосферы к верхним. Большой интерес к ВГВ со стороны специалистов по ионосфере связан с тем, что многие ионосферные процессы и процессы распространения радиоволн хорошо объясняются путем привлечения понятий атмосферных волн. Согласно интерпретации, принятой в настоящее время, перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ) и спорадические слои E представляют собой ионосферное проявление волн в преимущественно нейтральной атмосфере [Госсард, Хук, 1978]. Источниками генерации ВГВ в атмосфере могут быть тепловые контрасты вблизи поверхности, топография, сдвиговая неустойчивость ветра, конвекция и фронтальные процессы. В атмосфере Земли в отсутствие диссипации энергии амплитуда волновых возмущений скорости ветра или температуры растет примерно экспоненциально с увеличением высоты и поэтому возмущения с малой амплитудой вблизи поверхности могут производить значительные эффекты на больших высотах, где происходит обрушение волн и передача энергии

и импульса ВГВ в невозмущенный поток. Поскольку ВГВ являются характерной особенностью устойчиво стратифицированной атмосферы, то аналогичные эффекты можно ожидать и в атмосферах других планет. Полагают, что на Марсе внутренние волны могут играть более важную роль, чем на Земле, так как во многих случаях амплитуды ВГВ в атмосфере Марса оказываются существенно больше своих земных аналогов.

Зондирование ВГВ любыми способами сталкивается с проблемой, суть которой состоит в следующем: измеряются параметры возмущенного состояния атмосферы, например, скорость ветра, температура или плотность, и из этих измерений необходимо определить, какая часть «сигнала» обусловлена ВГВ. Общий подход здесь заключается в том, чтобы отделить мелкомасштабные вариации от медленных изменений невозмущенного состояния и считать эти вариации связанными с волновыми проявлениями. Подходы, использующие какие-либо разделения масштабов, должны учитывать, что не все мелкомасштабные вариации в атмосфере обусловлены ВГВ и не все внутренние волны имеют малые масштабы. Анализируемые вариации могут быть связаны не только с ВГВ, но также и с влиянием тонких регулярных слоев или турбулентности в атмосфере. Для корректной интерпретации результатов измерений необходимо иметь физически обоснованные критерии идентификации каждого фактора, потенциально влияющего на результаты измерений.

### **Анализ радиозатменных данных в атмосферах планет и полученные результаты**

Преимуществом использования радиозатменных измерений с целью исследования внутренних волн в атмосфере является обширный географический и временной охват исследуемых районов. Ранее считалось, что с помощью радиозатменных измерений невозможно оценить такие ключевые параметры как собственная частота ВГВ или фазовые скорости, которые необходимы для количественного описания волновых эффектов, поскольку полагали, что для этого недостаточно измерений вертикальных профилей температуры и плотности в атмосфере.

Нами разработана оригинальная методика, которую можно использовать для идентификации ВГВ и определения их параметров из данных о вертикальном профиле температуры или плотности в атмосфере планеты, не требующая какой-либо дополнительной информации, которая не содержалась бы в профиле [Gubenko et al., 2008b]. Сформулирован и обоснован критерий идентификации ВГВ, в случае выполнения которого анализируемые флуктуации можно рассматривать как волновые проявления. Методика базируется на анализе относительной волновой амплитуды, определяемой из вертикального профиля температуры или плотности, а также на положении теории насыщенных ВГВ, согласно которому волновая амплитуда ограничивается процессами динамической (сдвиговой) неустойчивости в атмосфере.

Предполагается, что когда амплитуда внутренней волны по мере ее распространения вверх достигает порога сдвиговой неустойчивости, диссипация волновой энергии происходит таким образом, что амплитуда ВГВ поддерживается на уровне порога атмосферной неустойчивости. Применение этой методики к анализу радиозатменных данных дает возможность не только качественно, но и количественно охарактеризовать волновую активность в атмосфере планеты в глобальном масштабе и определить ключевые параметры ВГВ, такие как собственная частота, горизонтальная и вертикальная длина волны, амплитуды горизонтальных и вертикальных возмущений скорости ветра, плотности кинетической, потенциальной и полной энергии, вертикальные потоки волновой энергии и импульса [Губенко и др., 2012; Губенко и др., 2015; Gubenko et al., 2008b; Gubenko et al., 2011]. Результаты мониторинга волновой



активности могут быть полезными при построении численных моделей циркуляции атмосферы, включающих параметризацию волновых эффектов.

Для экспериментальной апробации методики были привлечены данные одновременных прецизионных прямых измерений температуры и скорости ветра в стратосфере Земли, где было обнаружено распространение насыщенной ВГВ, параметры которой определялись методом анализа годографа скорости ветра [Cot, Barat, 1986]. На основе одних только данных о температуре все измеренные волновые параметры были нами реконструированы с погрешностью не более 30% [Gubenko et al., 2008b; Gubenko et al., 2011].

На рис. 1–4 показаны примеры квазипериодических вариаций температуры и квадрата частоты плавучести, восстановленные из радиозатменных измерений в атмосферах Земли, Марса и Венеры. Эти вариации удовлетворяют критерию волновых проявлений и представляют собой следы насыщенных ВГВ в атмосферах планет. Идентифицированные ВГВ — это волны с низкими собственными частотами, близкими к инерционной частоте, а их кинетическая энергия примерно на порядок превышает потенциальную энергию. Распространение этих волн вызывает значительную модуляцию вертикальной стабильности атмосферной стратификации, что приводит к сдвиговой неустойчивости и возникновению тонких слоев перемежающейся турбулентности в атмосфере.

Рассмотрим более подробно (рис. 3) пример высотных зависимостей вариаций температуры и квадрата частоты плавучести в интервале 8–26.5 км, восстановленных из измерений миссии MGS 19.05.1999 г. в атмосфере Марса. Указанные измерения были проведены марсианским летом ( $L_s = 141.03^\circ$ ) в 04 ч 10 мин. местного времени в атмосферном районе с координатами  $18.11^\circ$  с. ш. и  $112.65^\circ$  з. д., расположенном над горным вулканическим массивом Фарсида [Creasey et al., 2006]. Мощные квазипериодические вариации  $T$  и  $N^2$  с вертикальной длиной волны  $\sim 6.6$  км идентифицируются как проявления насыщенной ВГВ в атмосфере планеты. Две независимые, и хорошо согласующиеся между собой, оценки волновой амплитуды 0.95 и 1.0, полученные из анализа вариаций  $T$  и  $N^2$  соответственно, свидетельствуют о том, что степень насыщения волновой амплитуды составляет не менее 95%, так

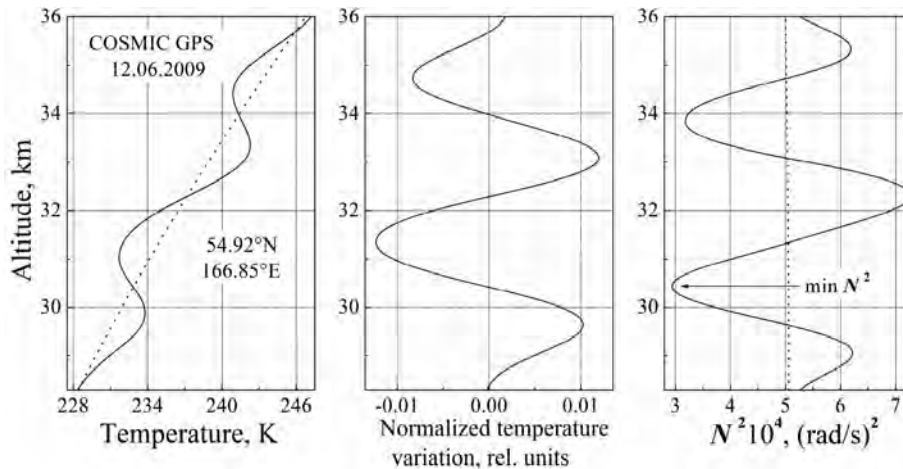


Рис. 1. Квазипериодические вариации температуры и квадрата частоты плавучести  $N^2$ , полученные из радиозатменных измерений миссии COSMIC/GPS в стратосфере Земли [Gubenko et al., 2011]

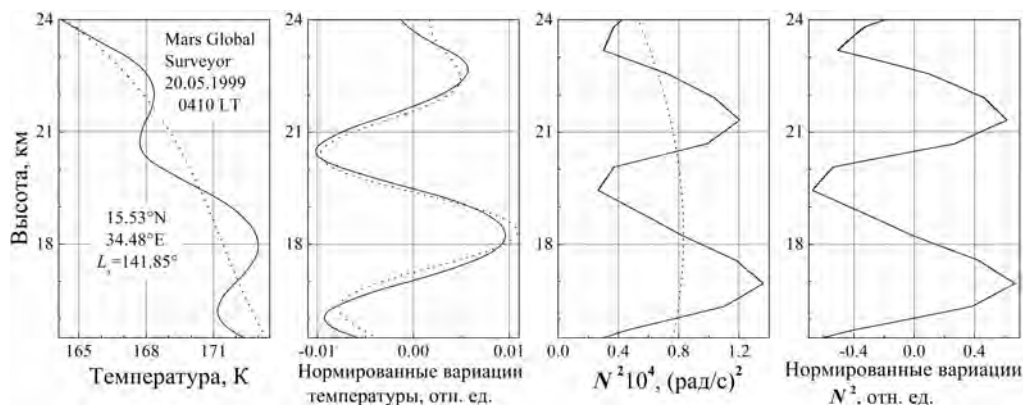


Рис. 2. Пример волновых вариаций  $T$  и  $N^2$ , восстановленных из измерений миссии Mars Global Surveyor 20.05.1999 г. в атмосфере Марса. Сезон — лето (солнечная долгота  $L_s = 141.85^\circ$ ), местное время 04 ч 10 мин [Губенко и др., 2015]

как для насыщенной ВГВ с любой собственной частотой относительная пороговая амплитуда не превышает единицу. Собственная частота внутренней волны примерно в 2.4 раза больше инерционной частоты, а ее кинетическая энергия в 1.4 раза превосходит потенциальную энергию. Из рис. 3 видно, что распространение ВГВ приводит к сильнейшей модуляции стабильности атмосферной стратификации. Локальные значения параметра  $N^2$  достигают нулевой отметки вблизи уровней 9, 15 и 21 км, что предполагает здесь не только динамическую, но и конвективную неустойчивость, и возникновение тонких слоев перемежающейся турбулентности в атмосфере Марса. Авторы работы [Cot, Barat, 1986] полагают, что эти тонкие слои турбулентности, имеющие толщину существенно меньше вертикальной длины волны и горизонтальную протяженность порядка горизонтальной длины волны, не могут разрушить структуру волнового поля.

Наблюдение и анализ флуктуаций радиоволн в экспериментах радиопросвещения предоставляют уникальную возможность для исследования мелкомасштаб-

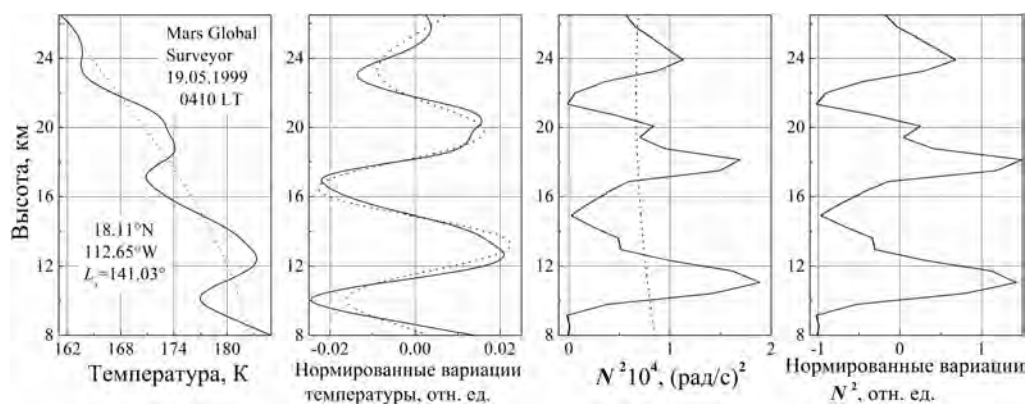


Рис. 3. Пример квазипериодических вариаций  $T$  и  $N^2$ , определенных из вертикального профиля температуры миссии MGS 19.05.1999 г. в атмосфере Марса (район Фарсида). Сезон — лето ( $L_s = 141.03^\circ$ ), местное время 04 ч 10 мин. Профиль нормированных вариаций  $N^2$  показан на правой панели [Губенко и др., 2015]

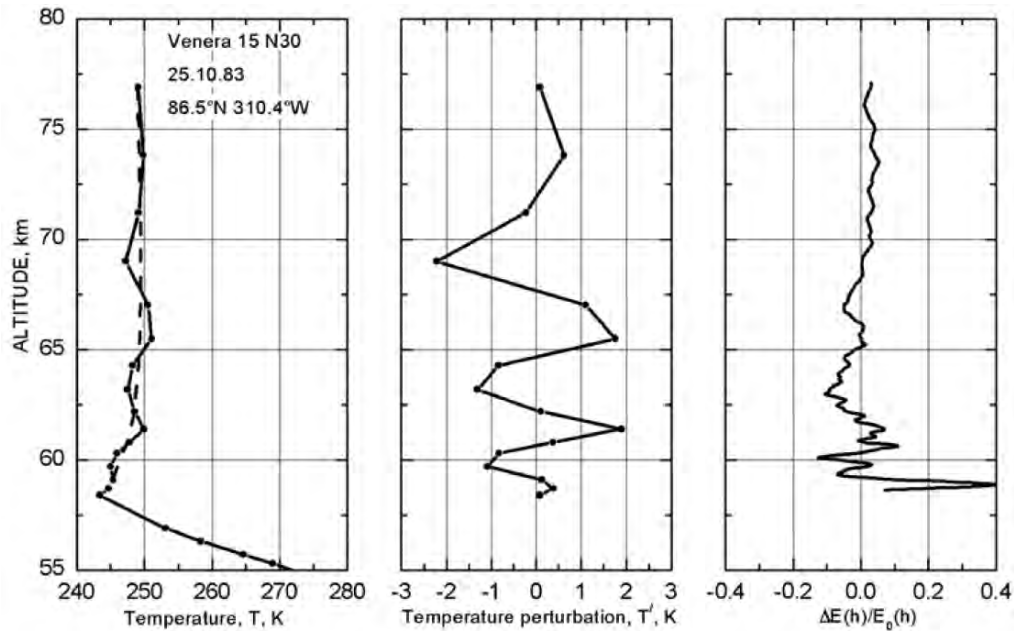


Рис. 4. Сравнение тепловой и мелкомасштабной структуры полярной атмосферы Венеры в районе с координатами  $86.5^\circ$  с. ш. и  $310.4^\circ$  з. д., полученной из радиозатменных измерений в сеансе № 30 миссии Венера-15 [Gubenko et al., 2008a]

ных структур в атмосферах планет [Губенко, Андреев, 2003; Gubenko, Andreev, 2007; Gubenko et al., 2008a]. Нами разработан оригинальный метод, позволяющий разделять вклады регулярной (тонкие слои) и случайной (турбулентность) составляющих в спектрах амплитудных флуктуаций, получаемых при радиозатменном зондировании атмосферы (рис. 5). Проведен кросс-корреляционный и спектральный анализ флуктуаций амплитуды сигналов диапазона 32 см, зарегистрированных при радиопросвечивании аппаратами Венера-15 и -16 семи близких атмосферных районов в северной полярной области Венеры. Обнаружено расслоение верхнего яруса облаков в северной полярной атмосфере Венеры. Вертикальная структура амплитудных флуктуаций, зарегистрированных при радиозатменном зондировании мелкомасштабных неоднородностей атмосферы планеты в октябре 1983 г., оказалась заметно коррелированной в интервале высот 59.0–61.5 км для трех исследованных районов, что указывает на присутствие регулярных тонких слоев в атмосфере верхнего яруса облаков планеты. Вертикальная толщина нижнего слоя равна  $\sim 0.5$  км, а для среднего и верхнего слоев она составляет  $\sim 0.9$  км.

Характерное «время жизни» обнаруженных регулярных слоев в атмосфере, в течение которого они не разрушаются под воздействием различных неблагоприятных факторов, превышает максимальный временной интервал (49 ч), между сеансами измерений; горизонтальная протяженность слоистой структуры в меридиональном направлении и вдоль широтного круга составляет не менее 180 и 55 км соответственно. Характеристики регулярных тонких слоев, наблюдавшихся на высотах 59.0–61.5 км, оставались практически неизменными в период измерений с 23 по 25 октября 1983 г., несмотря на значительные временные вариации случайного турбулентного фона в исследуемой атмосфере.

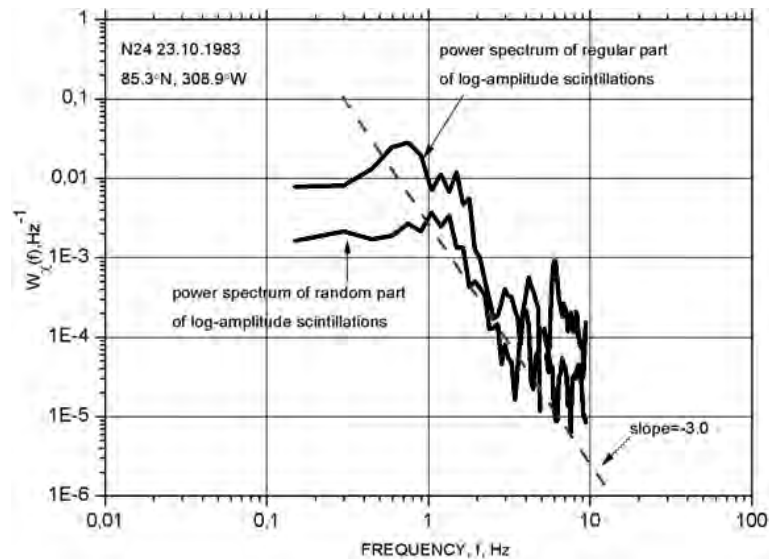


Рис. 5. Спектры мощности регулярной (слои) и случайной (турбулентность) составляющих амплитудных флуктуаций для сеанса измерений № 24 в атмосфере Венеры. Слои преобладают, их вклад в общую дисперсию равен 84% [Gubenko et al., 2008a]

## Заключение

Разработана оригинальная методика определения характеристик ВГВ по данным анализа индивидуального вертикального профиля температуры в атмосфере планеты. Сформулирован и обоснован критерий идентификации ВГВ, в случае выполнения которого анализируемые флуктуации температуры могут рассматриваться как волновые проявления. Для апробации методики были привлечены данные одновременных прецизионных прямых измерений температуры и скорости ветра в стратосфере Земли, где было обнаружено распространение насыщенной ВГВ, параметры которой определялись методом анализа годографа скорости ветра. На основе анализа одних только данных о температуре все измеренные волновые параметры были нами реконструированы с погрешностью не более 30%.

Идентифицированные в атмосферах планет ВГВ являются инерционными волнами с низкими собственными частотами, близкими к инерционной частоте места наблюдения, а их кинетическая энергия, как правило, на порядок превышает потенциальную энергию. Распространение этих волн вызывает значительную модуляцию стабильности атмосферной стратификации, что приводит к сдвиговой неустойчивости и возникновению тонких слоев перемежающейся турбулентности в атмосферах Земли, Марса и Венеры.

Проведен кросс-корреляционный и спектральный анализ флуктуаций амплитуды сигналов (диапазон 32 см), зарегистрированных при радиопросвечивании аппаратами Венера-15 и -16 близких атмосферных районов в северной полярной области Венеры. Значительный уровень корреляции амплитудных флуктуаций с высотой был выявлен при зондировании четырех районов полярной атмосферы в интервале высот от 59.0 до 61.5 км. Здесь обнаружена тонкая вертикальная структура, указывающая на расслоение верхнего яруса полярных облаков Венеры. Найдено, что время жизни мелкомасштабных слоистых неоднородностей в атмосфере составляет не менее 2 сут.,

а их горизонтальная протяженность в меридиональном направлении превышает 180 км.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Программы № 22 Президиума РАН «Фундаментальные процессы исследований и освоения Солнечной системы» и гранта РФФИ № 13-02-00526-а.

### Список литературы

- [Госсард, Хук, 1978] *Госсард Э.Э., Хук У.Х.* Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 532 с.
- [Губенко, Андреев, 2003] *Губенко В.Н., Андреев В.Е.* Флуктуации радиоволн и слоистая структура верхнего яруса облаков Венеры по радиозатменным данным // *Космич. исслед.* 2003. Т. 41, № 2. С. 148–154.
- [Губенко и др., 2012] *Губенко В.Н., Павельев А.Г., Салимзянов Р.Р., Андреев В.Е.* Методика определения параметров внутренней гравитационной волны по измерению вертикального профиля температуры или плотности в атмосфере Земли // *Космич. исслед.* 2012. Т. 50. № 1. С. 23–34.
- [Губенко и др., 2015] *Губенко В.Н., Кириллович И.А., Павельев А.Г.* Характеристики внутренних волн в атмосфере Марса, полученные на основе анализа вертикальных профилей температуры миссии *Mars Global Surveyor* // *Космич. исслед.* 2015. Т. 53. № 2. С. 141–151.
- [Cot, Barat, 1986] *Cot C., Barat J.* Wave-turbulence interaction in the stratosphere: a case study // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91, No. D2. P. 2749–2756.
- [Creasey et al., 2006] *Creasey J.E., Forbes J.M., Hinson D.P.* Global and seasonal distribution of gravity wave activity in Mars' lower atmosphere derived from MGS radio occultation data // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33, No. L01803.
- [Губенко, Андреев, 2007] *Gubenko V.N., Andreev V.E.* The identification of the fluctuation effects related to the turbulence and “permanent” layers in the atmosphere of Venus from radio occultation data // *Astron. Astrophys. Trans.* 2007. V. 26. No. 6. P. 507–515.
- [Губенко et al., 2008a] *Gubenko V.N., Andreev V.E., Pavelyev A.G.* Detection of layering in the upper cloud layer of Venus northern polar atmosphere observed from radio occultation data // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. No. E03001.
- [Губенко et al., 2008b] *Gubenko V.N., Pavelyev A.G., Andreev V.E.* Determination of the intrinsic frequency and other wave parameters from a single vertical temperature or density profile measurement // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113, No. D08109.
- [Губенко et al., 2011] *Gubenko V.N., Pavelyev A.G., Salimzyanov R.R., Pavelyev A.A.* Reconstruction of internal gravity wave parameters from radio occultation retrievals of vertical temperature profiles in the Earth's atmosphere // *Atmos. Meas. Tech.* 2011. V. 4. No. 10. P. 2153–2162.

**Часть V**

**ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ПЛАЗМЫ**





# V.1. МГД-ВОЛНЫ И НЕУСТОЙЧИВОСТИ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ: 16-МОМЕНТНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

*В. Д. Кузнецов, Н. С. Джалилов*

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова  
РАН, Москва, г. Троицк, Россия

## 1. Введение

Магнитогидродинамическое (МГД) описание космической плазмы широко применяется для изучения различного круга явлений — устойчивости магнитных конфигураций, ударных волн, течений, волновых процессов и т. д. В ряде случаев, когда плазма в магнитном поле является бесстолкновительной ( $\omega \gg \nu_{ei}$ ,  $\lambda \ll l_{ei}$ ), имеет место анизотропия давления плазмы вдоль и поперек магнитного поля ( $p_{\parallel} \neq p_{\perp}$ ), которая может играть заметную роль, и тогда для описания динамики такой плазмы используются различные приближения анизотропной бесстолкновительной МГД [Chew et al., 1956; Ораевский и др., 2003; Ramos, 2003]. Примеры таких сред — плазмы солнечной короны, солнечного ветра, магнитосферы и ионосферы Земли, о чем свидетельствуют прямые измерения на космических аппаратах [Matteini et al., 2007; Ораевский и др., 2003]. Хорошо известны ограничения анизотропной МГД в виде приближения Чу–Голдбергера–Лоу (ЧГЛ) [Chew et al., 1956]. Более последовательную и полную модель представляет собой бесстолкновительная МГД на основе 16-ти моментного приближения [Ораевский и др., 2003; Ramos, 2003], применение которой для описания процессов в бесстолкновительной космической плазме дает более корректные по сравнению с ЧГЛ результаты наряду с простой ее использованием, по сравнению с кинетическим описанием.

## 2. Уравнения бесстолкновительной МГД в 16-моментном приближении

В качестве исходных используем приведенную ниже систему МГД-уравнений бесстолкновительной магнитоактивной плазмы в 16-моментном приближении (1)–(7) [Ораевский и др., 2003; Ramos, 2003] в общепринятых обозначениях

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{V} = 0, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla, \quad (1)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} + \nabla \left( p_{\perp} + \frac{B^2}{8\pi} \right) - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} = \rho \mathbf{g} +$$

$$+ (p_{\perp} - p_{\parallel}) [\mathbf{h} \operatorname{div} \mathbf{h} + (\mathbf{h} \cdot \nabla) \mathbf{h}] + \mathbf{h} (\mathbf{h} \cdot \nabla) (p_{\perp} - p_{\parallel}), \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{p_{\parallel} B^2}{\rho^3} = - \frac{B^2}{\rho^3} \left[ B (\mathbf{h} \cdot \nabla) \frac{S_{\parallel}}{B} + \frac{2S_{\perp}}{B} (\mathbf{h} \cdot \nabla) B \right], \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{p_{\perp}}{B\rho} = - \frac{B}{\rho} (\mathbf{h} \cdot \nabla) \frac{S_{\parallel}}{B^2}, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{S_{\parallel} B^3}{\rho^4} = - \frac{3p_{\parallel} B^3}{\rho^4} (\mathbf{h} \cdot \nabla) \frac{p_{\parallel}}{\rho}, \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{S_{\perp}}{\rho^2} = -\frac{p_{\parallel}}{\rho^2} [(\mathbf{h} \cdot \nabla) \frac{p_{\perp}}{\rho} + \frac{p_{\perp}}{\rho} \frac{p_{\perp} - p_{\parallel}}{p_{\parallel} B} (\mathbf{h} \cdot \nabla) B], \quad (6)$$

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} + \mathbf{B} \nabla \cdot \mathbf{V} - (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \mathbf{h} = \frac{\mathbf{B}}{B}. \quad (7)$$

Особенностью этих уравнений, отличающих их от уравнений обычной МГД и уравнений МГД-приближения бесстолкновительной плазмы Чу–Голдбергера–Лоу, является наличие в них тепловых потоков  $S_{\parallel}$  и  $S_{\perp}$  вдоль магнитного поля, связанных с продольной и поперечной температурами. Анализ этой системы уравнений показал, что наличие ненулевых тепловых потоков в исходном состоянии меняет свойства волн и приводит к неустойчивостям [Dzhalilov et al., 2008; Кузнецов, Джалилов, 2009; Кузнецов, Джалилов, 2010; Dzhalilov et al., 2011; Джалилов, Кузнецов, 2013].

### 3. Малые возмущения: волны и неустойчивости

Рассмотрим малые возмущения однородной среды, полагая для всех входящих в систему уравнений (1)–(7) физических величин  $X = X_0 + X' \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$ . Вводя безразмерные параметры

$$\alpha = \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}}, \quad \bar{\alpha} = 1 - \alpha, \quad c_{\parallel}^2 = \frac{p_{\parallel}}{\rho}, \quad \beta = \frac{B^2}{4\pi p_{\parallel}} = \frac{V_A^2}{c_{\parallel}^2}, \quad \eta = \frac{c_{\parallel} k_{\parallel}}{\omega} = \frac{c_{\parallel} k}{\omega} \cos \theta, \quad (8)$$

$$\gamma_{\parallel} = \frac{s_{\parallel}}{p_{\parallel} c_{\parallel}}, \quad \gamma_{\perp} = \frac{s_{\perp}}{p_{\perp} c_{\parallel}}, \quad l_1 = \cos^2 \theta, \quad l_2 = \sin^2 \theta.$$

и опуская в дальнейшем для простоты записи индекс «0», получим дисперсионное уравнение для малых возмущений (здесь  $l = l_1$ )

$$\sum_{n=0}^8 C_n \eta^n = 0, \quad (9)$$

$$C_0 = 3(2\alpha^2 - \beta + l - 2l\alpha + l\alpha - 2\alpha),$$

$$C_1 = 4[\gamma_{\parallel}(2\alpha + \beta - l\alpha + l\alpha^2 - \alpha^2 - l) - \gamma_{\perp} 2\alpha^2(1 - l)],$$

$$C_2 = 10\alpha^2(l - 1) + 9(\beta - l\alpha + 2\alpha) - 6l + 4\alpha^2(1 - l)\gamma_{\perp}^2,$$

$$C_3 = 4\alpha^2(1 - l)\gamma_{\perp} - 4\gamma_{\parallel}(2\alpha + \beta - l\alpha),$$

$$C_4 = 2\alpha^2(1 - l) - 2l - 7(2\alpha + \beta - l\alpha),$$

$$C_5 = 4l\gamma_{\parallel}, \quad C_6 = 2\alpha + \beta - l\alpha + 6l,$$

$$C_7 = 0, \quad C_8 = -l,$$

которое определяет безразмерную комплексную частоту  $\eta$  как функцию пяти независимых параметров  $\eta = \eta(\alpha, \beta, \gamma_{\parallel}, \gamma_{\perp}, \theta)$ . Отметим, что введенный в (8) параметр  $\beta$  отличается от общепринятого обозначения.

Компоненты линеаризованных векторных уравнений (1)–(7) в плоскости  $(\mathbf{k}, \mathbf{B})$  дают дисперсионное уравнение для альвеновских волн в известном виде  $\eta^2(\alpha + \beta - l) = 1$ , которое описывает, в частности, шланговую неустойчивость, и которое не зависит от параметров  $\gamma_{\parallel}$  и  $\gamma_{\perp}$ , характеризующих тепловые потоки в начальном состоянии.

Коэффициенты  $C_{0-8}$  дисперсионного уравнения (9) являются действительными функциями параметров  $\alpha, \beta, \gamma_{\parallel}, \gamma_{\perp}$  и  $l$ , и, следовательно, его решения либо действительны, либо комплексно сопряжены. Нечетные коэффициенты  $C_3, C_5, C_7$  пропорцио-

нальны параметрами  $\gamma_{\parallel}$  и  $\gamma_{\perp}$ . Это приводит к тому, что при  $\gamma_{\parallel}, \gamma_{\perp} \neq 0$  фазовые скорости  $V = l^{1/2}/\eta$  для волн, распространяющихся вдоль и против направления теплового потока, различаются, т. е. в этом случае имеет место асимметрия волн по отношению к направлению магнитного поля (теплового потока). Формально, это связано с тем, что в дисперсионном уравнении (9) слагаемые пропорциональные параметрам  $\gamma_{\parallel}$  и  $\gamma_{\perp}$  содержат нечетные степени волнового вектора  $k$ , поэтому одновременная смена знака у  $k$  и  $\gamma_{\parallel}, \gamma_{\perp}$  не меняет уравнения. В противоположном случае уравнение изменяется. Причина такой асимметрии, как можно установить из исходных уравнений в том, что при наличии начальных тепловых потоков возмущения давления плазмы при распространении вдоль и против направления теплового потока различаются, что и отражается в свойствах волн.

Приведем некоторые случаи, для которых дисперсионное уравнение (9) можно решить аналитически. Для простоты рассмотрения, в частности, учета эффекта тепловых потоков ниже предположим, что  $\gamma_{\parallel} = \gamma_{\perp} = \gamma$ , т. е.  $S_{\parallel}/p_{\parallel} = S_{\perp}/p_{\perp} = \gamma c_{\parallel}$ .

### 3.1. Продольное распространение

Для распространения волн вдоль магнитного поля ( $l = 1$ ) дисперсионное уравнение (9) переходит в

$$(\eta^2 - 1)(\mu\eta^2 - 1)[3(\eta^2 - 1 + \sqrt{2/3})(\eta^2 - 1 - \sqrt{2/3}) - 4\gamma\eta^3] = 0, \quad (10)$$

где  $\mu = \alpha + \beta - 1$ .

**3.1.1. Беспотоковый случай  $\gamma = 0$ .** Для  $\gamma = 0$  моды не зависят от направления и являются симметричными. Идентификация мод зависит от значения параметра  $\mu$ . При  $\gamma = 0$  максимальное значение  $\eta^2$  определяется последним множителем уравнения (10) и при  $\mu < \mu_0 = (1 + \sqrt{2/3})^{-1}$  колебания с минимальной фазовой скоростью определяются из второго множителя уравнения (10). В этом случае решение  $\eta^2 = 1$  соответствует быстрым звуковым модам (аналог ионно-звуковой ветви в кинетике) с фазовой скоростью  $V_{fs}^2 = V_{ph}^2/c_{\parallel}^2 = \eta^{-2} = 1$ , а  $\mu\eta^2 = 1$  описывает медленные магнитозвуковые (ММЗ) моды с фазовой скоростью  $V_{sm}^2 = \eta^{-2} = \alpha + \beta - 1$ . Третий множитель в уравнении (10) дает решение  $\eta^2 = 1 - \sqrt{2/3}$  (фазовая скорость  $V_{fm}^2 = \eta^{-2} = 3(1 + \sqrt{2/3})$ ), которое соответствует быстрым магнитозвуковым (БМЗ) модам, а четвертое решение  $\eta^2 = 1 + \sqrt{2/3}$  (фазовая скорость  $V_{fm}^2 = \eta^{-2} = \mu_0$ ) — медленным звуковым модам. В этом случае неустойчивость возможна только для ММЗ-мод при  $\mu < 0$ . По сравнению с ЧГЛ-приближением появляются две дополнительные моды, связанные с включением в исходные уравнения двух тепловых потоков. Фазовые скорости этих двух быстрых и медленных звуковых мод (обозначим их метками  $fs$  и  $ss$ ) находятся между модифицированными фазовыми скоростями быстрых и медленных магнитозвуковых мод (обозначим последние метками  $fm$  и  $sm$ ). На фазовой диаграмме для этих мод применимо следующее соотношение между фазовыми скоростями  $V_{sm}^2 \leq V_{ss}^2 \leq V_{fs}^2 \leq V_{fm}^2$ . Здесь знак « $\leq$ » указывает на то, что при некоторых значениях параметров волновые ветви могут пересекаться (резонансные области). Положение волн альвеновского типа на фазовой диаграмме произвольно и определяется значениями параметров  $\alpha, \beta$  и  $l$ . В рассматриваемом случае ( $\mu < \mu_0$ ) моды альвеновского типа сливаются с ММЗ-волнами,  $V_{fh}^2 = V_{sm}^2$ . С ростом  $\mu$  фазовая скорость мод альвеновского типа может совпадать с фазовой скоростью каждой из указанных выше мод. Например, если  $\mu = (1 - \sqrt{2/3})^{-1}$ , тогда  $V_{fh}^2 = V_{fm}^2$ .

**3.1.2. Случай ненулевых начальных потоков,  $\gamma \neq 0$ .** В кинетическом приближении случай  $\gamma \neq 0$  соответствует выбору начальной функции распределения со

сдвигом по скорости, т. е. несимметричной функции, означающей ненулевой поток плазмы и тепла.

Для  $\gamma \neq 0$ , наряду с двумя симметричными модами, определяемыми первыми двумя множителями уравнения (10) и рассмотренными в предыдущем разделе, третий множитель в (10) дает четыре решения, которые соответствуют асимметричным модам, распространяющимся вдоль и против теплового потока. Для рассмотренного в предыдущем разделе случая  $\mu < \mu_0 = 0.55$  это прямая ( $V_{fm}^+$ ) и обратная ( $V_{fm}^-$ ) БМЗ, и прямая ( $V_{ss}^+$ ) и обратная ( $V_{ss}^-$ ) медленные звуковые моды.

Для  $\gamma \neq 0$ , помимо зеркальной (mirror), возможно возникновение еще одной неустойчивости. В этом легко убедиться, рассмотрев предел больших  $\gamma$ . В этом случае четыре решения, зависящие от  $\gamma$ , имеют вид  $V_1 \approx 3/4\gamma \ll 1$ ,  $V_2 \approx (4\gamma)^{1/3} \gg 1$ ,  $V_{3,4} \approx (4\gamma)^{1/3}(-1 \pm i\sqrt{3})/2$ , и последнее решение дает колебательную неустойчивость. Для положительных фазовых скоростей получим  $V_{ss}^+ = V_1 \ll 1$ ,  $V_{fs}^+ = 1$ ,  $V_{fm}^+ = V_2 \gg 1$ . Для отрицательных скоростей  $V_{ss}^- = -1$ ,  $V_{fs}^- = \text{Re } V_3$ ,  $V_{fm}^- = \text{Re } V_4$ . Отсюда можно сделать вывод об основной роли тепловых потоков: 1) обратные звуковые моды являются более быстрыми, чем прямые звуковые волны,  $|V_{ss}^-| \gg V_{ss}^+$  и  $|V_{fs}^-| \gg V_{fs}^+$ ; для БМЗ-мод мы имеем обратную ситуацию: прямые БМЗ-моды распространяются в два раза быстрее, чем обратные БМЗ-моды,  $V_{fm}^+ = 2|V_{fm}^-|$ ; ММЗ-моды остаются симметричными, если стремиться  $\gamma$  к нулю, то асимметрия мод исчезает; 2) неустойчивость имеет резонансное происхождение, она развивается, когда две или более моды пересекаются. Апериодическая зеркальная неустойчивость возникает при нулевых фазовых скоростях ММЗ-мод,  $V_{sm}^+ = V_{sm}^- = 0$ . Колебательная неустойчивость возникает, если обратные быстрые звуковые и обратные БМЗ-моды взаимодействуют между собой,  $V_{fs}^- = V_{fm}^- \neq 0$ . Для некоторых значений  $\gamma$  инкремент этой неустойчивости может становиться больше инкремента шланговой неустойчивости.

### 3.2. Квазиперпендикулярное распространение

В предельном случае  $l \rightarrow 0$  первые два решения (9) — это устойчивые БМЗ-волны с  $V_{1,2} = \pm\sqrt{2\alpha + \beta}$ . Чтобы найти остальные шесть решений нужно решать полиномиальное уравнение 6-го порядка.

При  $\gamma \rightarrow 0$  имеем  $V_{3-8} = \pm\sqrt{l/Z_{1,2,3}}$ , где

$$3(1 - \sigma)Z^3 + (9\sigma - 5)Z^2 + (1 - 7\sigma)Z + \sigma = 0, \quad \sigma = \frac{2\alpha + \beta}{2\alpha^2}. \quad (11)$$

В общем случае точные решения этого кубического уравнения остаются сложными, однако в трех предельных случаях  $\sigma \approx 1$ ,  $\sigma \ll 1$  и  $\sigma \gg 1$  эти решения упрощаются.

Разложив решения вблизи  $\sigma = 1$ , получим  $V_{3-6} \approx \pm[l(3 + \sqrt{5})]^{1/2}$  и  $V_{7,8} \approx \pm[3l(\sigma - 1)/4]^{1/2}$ . Первые четыре решения устойчивы  $V_{3-6}^2 > 0$ , однако последние могут стать неустойчивыми,  $V_{7,8}^2 < 0$ , если выполняется условие  $\sigma < 1$ . Это условие совпадает с кинетическим условием возникновения зеркальной неустойчивости  $2\alpha + \beta < 2\alpha^2$  или  $p_{\perp}^2 > p_{\parallel}(p_{\perp} + p_{mag})$  [Веденов, Сагдеев, 1958; Киценко, Степанов, 1960]. Разложение уравнения (9) вблизи порога зеркальной неустойчивости дает для ее инкремента выражение при  $l \ll 1$

$$\frac{\omega}{kc_{\parallel}} \approx \pm i \frac{(3l)^{1/2}}{2} \left[ 1 - \sigma - \frac{l}{2\alpha^2}(\alpha - 1)(2\alpha + 1) \right]^{1/2}, \quad (12)$$

качественно совпадающее с аналогичными кинетическими результатами на основе приближения ведущего центра [Калсруд, 1983] и более точными численными результатами для различных функций распределения [Gedalin et al., 2002]. Зеркальная

неустойчивость возникает в плазме с  $\alpha = p_{\perp}/p_{\parallel} > 1$ . Максимум инкремента, равный  $6^{1/2}\alpha(1-\sigma)/[4(\alpha-1)^{1/2}(2\alpha+1)^{1/2}]$ , достигается при  $l = \alpha^2(1-\sigma)/[(\alpha-1)(2\alpha+1)]$ . Аналитическое выражение (12) качественно отличается от кинетического результата [Веденов, Сагдеев, 1958] тем, что при переходе неустойчивого решения через нулевую частоту МГД-решение (12) дает колебательное решение, а кинетическое затухающее. Зависимость от угла распространения при этом качественно совпадает с кинетическим приближением.

В пределе  $\sigma \ll 1$  получим устойчивые звуковые моды  $V_{3-6} \approx \pm[l(5 \pm \sqrt{13})/2]^{1/2}$  и неустойчивые ММЗ моды  $V_{7,8} \approx \pm(l/\sigma)^{1/2}$ . Инкременты неустойчивости в этом случае зависят от отношения двух малых величин  $l/\sigma$ .

Наконец, если  $\sigma \gg 1$ , то все сжимаемые моды устойчивы.

Из (9) легко можно показать, положив  $\omega = 0$ , что найденное условие зеркальной неустойчивости остается неизменным при  $\gamma \neq 0$ .

### 3.3. Наклонное распространение

Для наклонного распространения ( $l \neq 0$  и  $l \neq 1$ ) аналитические решения уравнения (9) могут быть получены для ряда частных случаев.

**3.3.1. Случай  $\alpha \ll 1$ .** Этот случай аналогичен случаю продольного распространения с той лишь разницей, что в дисперсионном уравнении параметр содержит  $l$ , а фазовая скорость  $V^2 = l/\eta^2$ . Кроме того, вместо  $\mu\eta^2 = 1$  имеем  $\mu\eta^2 = l$  с  $\mu = \beta - l$ , и распространяющееся под углом к магнитному полю ММЗ-моды  $V_{7,8} = \pm(\beta - l)^{1/2}$  неустойчивы при  $\beta < l$ . Это выражение инкремента точно совпадает с соответствующим кинетическим результатом [Киценко, Степанов, 1960].

**3.3.2. Случай  $\alpha \gg 1$ .** В этом случае четыре решения дисперсионного уравнения (3) имеют вид

$$V^2 \approx \frac{\alpha}{2}[1 + l_2 \pm \sqrt{(1 + l_2)^2 + 8ll_2}], \quad (13)$$

где  $l_2 = 1 - l$ , а знаки «+» и «-» соответствуют БМЗ- и ММЗ-волнам, которые симметричны. БМЗ-моды устойчивы, а ММЗ-моды аperiodически неустойчивы с большим инкрементом.

Остальные четыре решения для звуковых мод описываются уравнением

$$3\eta^4 + (2\gamma^2 - 5)\eta^2 + 1 + 2\gamma\eta(1 - 3\eta^2) = 0. \quad (14)$$

Для  $\gamma \ll 1$  звуковые моды устойчивы,  $V^2 \approx l(5 \pm \sqrt{13})/2 > 0$ . С ростом  $\gamma$  появляется неустойчивость обратных звуковых (быстрых и медленных) мод, для  $\gamma \gg 1$  имеем  $V \approx \gamma\sqrt{l}(-1 \pm i)$ . Здесь действительные части быстрых и медленных звуковых мод совпадают, и развивается колебательная неустойчивость. Прямые звуковые моды (быстрые и медленные) остаются в этом случае устойчивыми,  $V \approx \sqrt{l}(3 \pm \sqrt{3})/(2\gamma)$ .

**3.3.3. Случай  $\beta \gg 1$ .** В приближении сильного магнитного поля  $\beta = 2p_{mag}/p_{\parallel} \gg 1$  из простых решений уравнения (9) следует, что БМЗ- и ММЗ-волны устойчивы и симметричны,  $V_{fm}^2 \approx \beta$ ,  $V_{sm}^2 \approx l$ . Быстрые и медленные звуковые моды симметричны по отношению к тепловому потоку и устойчивы для  $\gamma \ll 1$ ,  $V^2 \approx 3 \pm \sqrt{6}$ . С увеличением  $\gamma$  звуковые моды становятся асимметричными по отношению к тепловому потоку и неустойчивыми. При  $\gamma \gg 1$  звуковые моды (быстрая и медленная) асимметричны, причем прямые моды устойчивы  $V_{fs} \approx l^{1/2}(4\gamma)^{1/3}$  и  $V_{ss} \approx 3l^{1/2}/(4\gamma)$ , а для двух обратных мод фазовые скорости становятся одинаковыми  $V \approx l^{1/2}(4\gamma)^{1/3}(-1 \pm i\sqrt{3})/2$ , и развивается колебательная неустойчивость.

**3.3.4. Случай  $\gamma \gg 1$ .** Случай больших тепловых потоков представляет лишь чисто теоретический интерес. Для  $l \neq 0$  и  $l \neq 1$  из (3) мы получим, что БМЗ-моды устойчивы, но асимметричны,  $V_{fm}^{\pm} \approx \pm l^{1/2} [2\gamma(g \pm l)/l]^{1/3}$ , где  $g = (l^2 + ll_2\alpha^2)^{1/2}$ , а знаки «+» и «-» соответствуют двум направлениям распространения относительно теплового потока. Для прямых и обратных ММЗ-мод

$$V_{sm}^{\pm} \approx \frac{l^{1/2}}{2\gamma\nu_1} [3\nu_1 - \nu_2 \pm (3\nu_1^2 + \nu_2^2 - 3\nu_1\nu_2)^{1/2}]. \quad (15)$$

Здесь  $\nu_1 = \alpha^2(1-l)$ ,  $\nu_2 = \alpha(2-l) + \beta - l$ . Поскольку выражение под квадратным корнем всегда положительно, эти моды устойчивы. Все четыре звуковые моды в этом случае колебательно неустойчивы. Для двух прямых мод (быстрой и медленной) получим

$$V_{fs,ss}^+ \approx l^{1/2} \left[ \frac{2\gamma(g-l)}{l} \right]^{1/3} \frac{1 \pm i\sqrt{3}}{2} \quad (16)$$

и для двух обратных звуковых мод

$$V_{fs,ss}^- \approx l^{1/2} \left[ \frac{2\gamma(g+l)}{l} \right]^{1/3} \frac{-1 \pm i\sqrt{3}}{2}. \quad (17)$$

**3.3.5. Численные примеры.** На рис. 1 приведено численное решение дисперсионного уравнения (9) для случая  $\gamma = 0.3$ ,  $\alpha = 0.2$ ,  $\beta = 0.1$ , когда возникает шланговая неустойчивость ( $fh$ ). Малое отклонение  $\gamma$  от нуля имеет существенное влияние на устойчивость обратных звуковых мод. В некотором интервале параметра  $l = \cos^2 \theta$ , ( $0.2 < l < 0.5$ ), две обратные моды, обратная быстрая звуковая ( $fs^-$ ) и обратная медленная звуковая моды ( $ss^-$ ), находятся в резонансе. В этой области возникает колебательная неустойчивость ( $ss + fs$ ). Аперриодическая шланговая ( $fh$ ) и зеркальная неустойчивость ( $sm$ ) возникают, когда фазовые скорости прямых

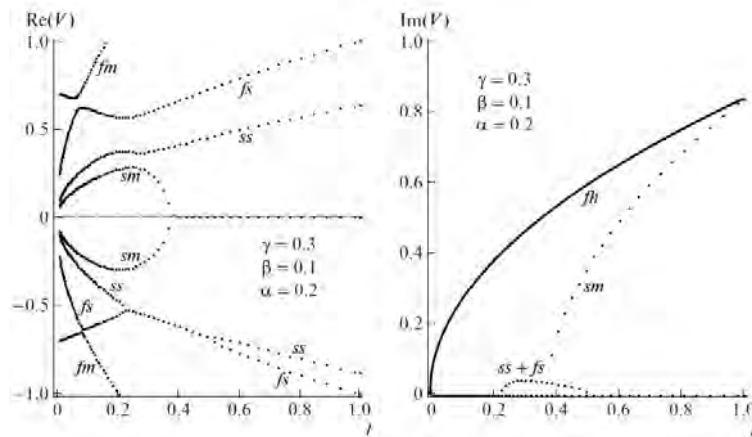


Рис. 1. Фазовая скорость волновых мод (слева; прямые моды в верхней полуплоскости, обратные — в нижней;  $fm$  — БМЗ,  $fs$  — быстрая звуковая,  $ss$  — медленная звуковая,  $sm$  — ММЗ; для выбранных параметров плазмы фазовая скорость волн альвеновского типа равна нулю) и инкременты неустойчивости (справа,  $fh$  — шланговая неустойчивость, связанная с модой альвеновского типа,  $sm$  — зеркальная неустойчивость, связанная с ММЗ;  $ss + fs$  — колебательная неустойчивость, связанная с обратной медленной звуковой ( $ss^-$ ) и обратной быстрой звуковой ( $fs^-$ ) модами) как функции  $l = \cos^2 \theta$ . Здесь и далее верхняя часть рисунка соответствует прямым модам с  $V^+$ , а нижняя часть обратным модам с  $V^-$

(соответственно  $fm^+$  и  $sm^+$ ) и обратных ( $fm^-$  и  $sm^-$ ) волн сравниваются и становятся равными нулю. Как видно из правой части рис. 1, шланговая неустойчивость все еще доминирует. Однако, с увеличением  $\gamma$  ситуация изменяется, и инкремент колебательной неустойчивости, связанный с обратными звуковыми модами, резко возрастает, так что эта неустойчивость ( $ss + fs$ ) может стать доминирующей по сравнению со шланговой ( $fh$ ).

**3.3.6. Шланговая неустойчивость сжимаемых мод.** Дисперсионное уравнение (9), описывающее сжимаемые волновые моды, вблизи порога классической аperiodической шланговой неустойчивости ( $\eta^2 = -a$ , где  $a = (1 - \alpha - \beta)^{-1} > 1$ ), связанной с несжимаемыми модами альвеновского типа, допускает при  $\gamma \neq 0$  решение для колебательной неустойчивости («шланговая» неустойчивость сжимаемых мод)  $\eta^2 = -a(1 + i\varepsilon)$ . Для  $\varepsilon \ll 1$

$$V \approx \pm \left( \frac{\varepsilon}{2} + i \right) \left( \frac{l}{a} \right)^{1/2}, \quad (18)$$

где вблизи порога

$$\varepsilon \approx \mp \frac{\gamma}{3a^{1/2}} \frac{1 + \alpha - 3\alpha^2}{(1 - \alpha)(1 + 2\alpha)} \quad (19)$$

и, кроме того, при

$$d_2 l^2 + d_1 l + d_0 = 0, \quad (20)$$

где коэффициенты  $d_{0,1,2}$  — действительные функции параметров  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ , неустойчивость имеет место только при фиксированном значении угла распространения  $\theta$ , которое зависит от параметров  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ . Это связано с резонансным взаимодействием трех обратных волновых мод: в широком диапазоне углов  $\theta$  имеет место резонансное взаимодействие быстрой и медленной звуковой волны ( $ss^- + fs^-$ ), а при некотором критическом угле  $\theta_c(\alpha, \beta, \gamma)$  этого диапазона в резонанс попадает и обратная БМЗ волна ( $fm^-$ ). На левой части рис. 2 этому взаимодействию соответствует пересечение трех кривых фазовых скоростей при  $\gamma \approx l$ , а на правой части рис. 2 — узкий диапазон с меткой  $ss + fs + fm$ . При  $\gamma = 0$  и  $\theta = \theta_c$  «шланговая» сжимаемая неустойчивость становится аperiodической и ее инкремент совпадает с инкрементом обычной шланговой неустойчивости. Здесь следует отметить, что в численных решениях кинетических уравнений была обнаружена колебательная наклонная «шланговая» неустойчивость, причем, вблизи порога инкременты обычной и наклонной шланговой неустойчивостей сравниваются [Hellinger, Matsumoto, 2000; Hollweg, Volk, 1970].

#### 4. Приложения к проблеме нагрева солнечной короны

Волновой механизм нагрева солнечной короны основан на диссипации идущих снизу от фотосферы в корону волн. Здесь мы рассмотрим, как в условиях солнечной короны могут реализовываться описанные выше неустойчивости. Основным является предположение, что альвеновские и быстрые МГД-волны, генерируясь в нижних слоях солнечной атмосферы (где плазма преимущественно столкновительная и изотропная) постепенно достигают высот, где плазма короны становится слабостолкновительной и температурно-анизотропной, и где могут развиваться шланговая и зеркальная неустойчивости, а также неустойчивости, связанные с тепловым потоком, который направлен здесь вниз, т. е. против распространения волн. Эти неустойчивости могут рассматриваться в качестве крупномасштабного источника волнового механизма нагрева корональной плазмы. Следует отметить, что в условиях солнечной короны наличие постоянных источников температурной анизотропии: различных кинетических процессов, сложной динамики частиц в магнитных полях, процессов



сжатия и расширения плазмы в магнитном поле, процессов инжекции плазмы, микропересоединений и т. д., способно постоянно поддерживать ненулевое значение температурной анизотропии даже на характерных временах сравнимых с временем столкновений.

Сначала оценим пределы изменения параметров задачи для корональной плазмы. В условиях короны предположим, что  $c_{\parallel} = c_s$ . Тогда параметр магнитного поля  $\beta \approx 0.5B_0^2[\text{Гс}] \approx 10^{-2}-10^{-4}$ , параметр теплового потока  $\gamma \approx \delta v_0/c_s \sim \varepsilon\beta^{1/2}$ , где  $1 \gg \varepsilon \sim 0.1$ . В наблюдениях чаще всего встречается случай с  $\alpha > 1$ , т. е. когда частицы больше нагреты в поперечном направлении,  $T_{\perp} > T_{\parallel}$ . Это может быть объяснено тем, что частицы, локально нагреты в продольном направлении ( $\alpha < 1$ ), имеют возможность быстро вдоль магнитного поля покинуть место нагрева. Однако состояние с поперечным нагревом может существовать достаточно долго. Ясно, что для короны (не внешняя корона) параметр  $\alpha$  будет иметь значение вблизи единицы. Рассмотрим фиксированное значение  $\alpha = 1.5$ .

Были найдены численно все решения дисперсионного уравнения восьмого порядка (9) для комплексных значений фазовой скорости  $V$  как функции магнитного поля  $B_0$ . На рис. 3 для случая  $l = 0.5$  показаны восемь кривых, соответствующие действительным частям этих решений,  $V_{ph} = \text{Re}(V)c_s$ . Выше нулевого раздела — это прямые волны с  $V_{ph} > 0$ , а ниже — обратные волны с  $V_{ph} < 0$ . Крайние, самые быстрые моды с номером 4 соответствуют прототипу быстрых магнитозвуковых волн в изотропной плазме. Самые медленные волны с номером 1 — это прототипы медленных магнитозвуковых волн в изотропной плазме. Между этими магнитозвуковыми модами возникают медленные (№ 2,  $V_{ph} < c_s$ ) и быстрые (№ 3,  $V_{ph} > c_s$ ) моды, которые связаны с присутствием теплового потока вдоль магнитного поля. Эти моды являются гидродинамическими прототипами кинетических ионно-звуковых волн. На этом же рисунке пунктирными прямыми и пунктирными кривыми показаны местоположения скорости звука и альвеновской скорости соответственно. Для магнитного

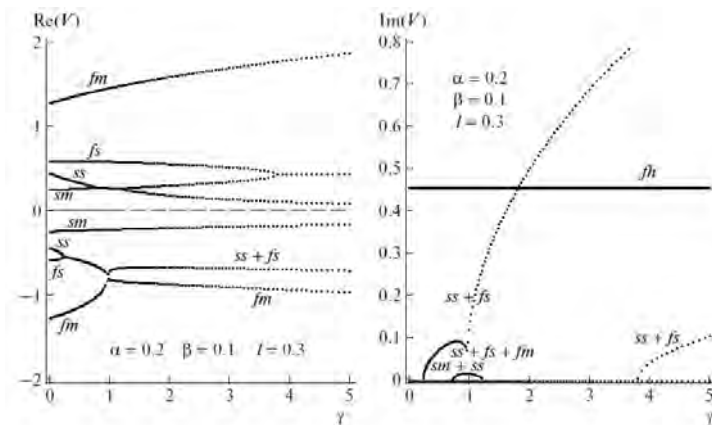


Рис. 2. Фазовые скорости волновых мод (слева) и инкременты неустойчивостей (справа) как функции параметра тепловых потоков  $\gamma$  для указанных на рисунке параметров  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $l$ . Прямые моды неустойчивы (с малым инкрементом) при  $\gamma \approx 1$  (метка  $sm + ss$ ) и при  $\gamma > 3.8$  (метка  $ss + fs$  в правом нижнем углу). Неустойчивости с меткой  $ss + fs$  при более широком диапазоне  $\gamma$  соответствует взаимодействие двух обратных звуковых мод (медленной ( $ss^-$ ) и быстрой ( $fs^-$ )). Пересечение трех обратных мод происходит вблизи  $\gamma = 1$ , где возникает колебательная неустойчивость (метка  $ss + fs + fm$ ), порог которой совпадает с порогом шланговой неустойчивости. Несжимаемая шланговая неустойчивость ( $fh$ ), связанная с модой альвеновского типа, от  $\gamma$  не зависит

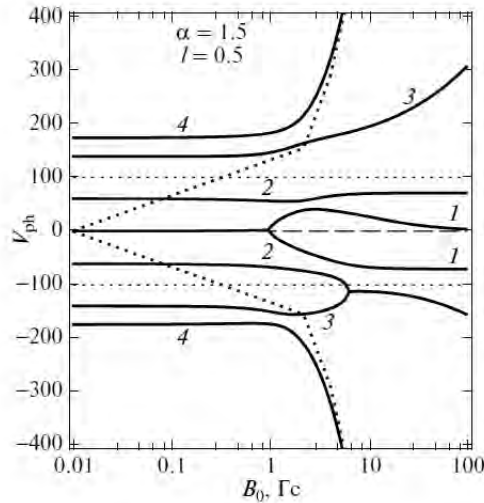


Рис. 3. Зависимость фазовых скоростей (км/с) всех возможных восьми мод дисперсионного уравнения (8) от напряженности магнитного поля  $B_0$  [Гс]; номера кривых указывают на типы волн: 1 — прототипы медленных МГД-волн, 4 — прототипы быстрых МГД-волн, а 2 и 3 — медленные и быстрые ионно-звуковые моды; для прямых волн  $V_{ph} > 0$ , для обратных волн  $V_{ph} < 0$ ; две прямые пунктирные линии указывают на положение скорости звука вдоль магнитного поля,  $c_s = 100$  км/с, а пунктирные кривые соответствуют положению альвеновской скорости  $\pm V_A(B_0)$

поля  $B_0 > 2$  Гс быстрые МГД-волны (№ 4) распространяются почти с альвеновской скоростью. Влияние теплового потока на эти моды очень мало, и поэтому прямые и обратные моды почти симметричны и устойчивы. Ситуация с медленными модами (№ 1) является обратной: из-за теплового потока прямые и обратные моды становятся асимметричными и при  $B_0 < 1.5$  Гс эти ветви сливаются и обращаются в нуль. Это означает, что возникает аperiодическая ( $Re\omega = 0$ ) зеркальная неустойчивость [Веденов, Сагдеев, 1958; Chandrasekhar et al., 1958]. Асимметричными становятся также ионно-звуковые моды; при этом прямые моды устойчивы, а обратные медленные (№ 2) и ускоренные (№ 3) волны, сливаясь при  $B_0 > 6$  Гс, становятся неустойчивыми. Эта неустойчивость является периодической,  $Re\omega \neq 0$ . Таким образом, из восьми найденных мод только медленные МГД-волны и обратные ионно-звуковые моды могут стать неустойчивыми. Эти волны и связанные с ними неустойчивости представляют интерес с точки зрения возможного крупномасштабного источника волнового механизма нагрева короны и должны исследоваться более подробно.

Чтобы выяснить, как влияет изменения угла распространения волны на свойства неустойчивых волн, на рис. 4 приведены фазовые скорости этих мод в трех случаях: продольное распространение,  $l = 1$ , наклонное распространение,  $l = 0.5$  и квазиперпендикулярное распространение,  $l = 0.1$ . Видно, что периодическая ионно-звуковая неустойчивость (сплошные кривые) возникает во всех случаях, но скорость волны резко падает с увеличением угла распространения. Диапазон скоростей этих волн находится в пределах  $25\text{--}200$  км  $\cdot$  с $^{-1}$ . Точка слияния быстрых и медленных мод практически не зависит от угла распространения. Это означает, что порог неустойчивости во всех случаях находится при  $B_0 = 6$  Гс. Для медленных волн (штриховые линии) скорость распространения волн тоже уменьшается с увеличением угла распространения. Зеркальная неустойчивость исчезает для продольных волн.

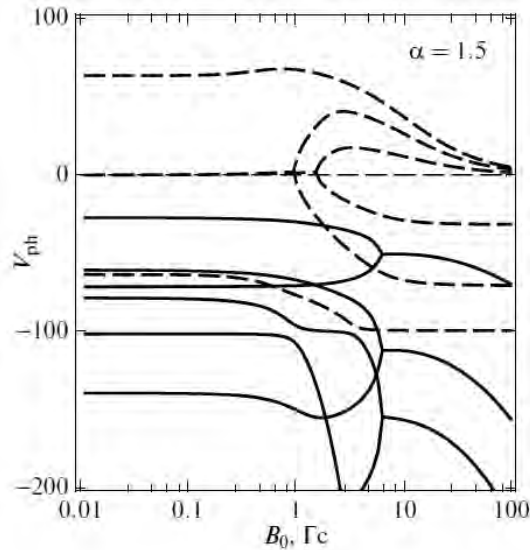


Рис. 4. Зависимость  $V_{ph}(B_0)$  для двух неустойчивых мод (штриховые линии — прямые и обратные медленные МГД-волны; сплошные — обратные медленные и быстрые ионно-звуковые волны) при различных углах распространения волн. Этим углам распространения соответствуют  $l = 1, 0.5$ : сверху вниз для штриховых, снизу вверх для сплошных линий

С изменением угла распространения порогов этой неустойчивости смещается. На рис. 5 приведены инкременты неустойчивостей  $\Gamma_1 = \text{Im } \omega / (kc_{\parallel})$  (сплошные кривые) и инкремент ионно-звуковой неустойчивости  $\Gamma_2 = \text{Im } \omega / \text{Re } \omega$  (штриховая кривая) при различных значениях  $l$ . Область  $B_0 < 1.5$  Гс соответствует аперiodической зеркальной неустойчивости, а область  $B_0 > 6$  Гс — периодической ионно-звуковой неустойчивости. Показатель зеркальной неустойчивости имеет максимум вблизи  $l = 0.3$ . Показатель ионно-звуковой неустойчивости уменьшается с увеличением угла распространения. Максимально неустойчивыми оказываются продольные обратные ионно-звуковые моды. Здесь важно отметить, что эти две неустойчивости возникают независимо в различных областях магнитного поля: в слабых полях с  $B_0 < 1$  Гс (спокойная корона, корональные дыры, солнечный ветер, и т. д.) возникает зеркальная неустойчивость, а в сильных полях с  $B_0 > 10$  Гс (петли над активными образованиями) — ионно-звуковая неустойчивость.

Теперь сравним полученные результаты с наблюдениями. В современных измерениях волны в короне наблюдаются как в доплеровских смещениях профиля линии излучения, так и в изображениях корональных структур [Aschwanden, 2005; Prasad et al., 2011]. Наблюдения волн в изображениях свидетельствуют, что наблюдаемая волна — это волна сжатия, и она не связана с альвеновскими колебаниями, даже если скорость перемещения волнового цуга почти совпадает с альвеновской скоростью. В закрытых структурах (в магнитных петлях) наблюдаются бегущие вверх волновые моды с фазовой скоростью  $V_{ph} = 65\text{--}200$  км/с и с периодом  $P = 3\text{--}5$  мин;  $V_{ph} \approx 2100$  км/с и периодом  $P \approx 6$  с. В открытых структурах (в частности, в корональных дырах) также наблюдаются уходящие волны сжатия с  $V_{ph} = 75\text{--}150$  км/с,  $P = 10\text{--}30$  мин. Вне Солнца, на расстоянии около двух солнечных радиусов  $P \approx 6$  мин., и на расстоянии около 20 Мм,  $P \approx 20\text{--}50$  мин. Все эти скорости и периоды попадают в найденный спектр волн в анизотропной корональной плазме.

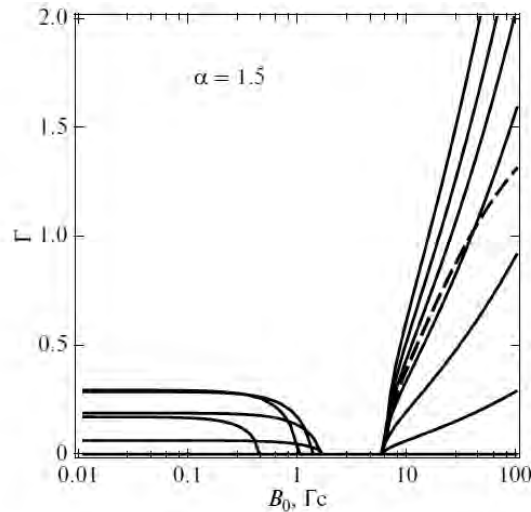


Рис. 5. Зависимость показателей неустойчивости  $\Gamma(B_0)$  для медленных МГД-волн (аперриодическая зеркальная неустойчивость, которая возникает при  $B_0 < 1.5$  Гс) и обратных ионно-звуковых волн (периодическая ионно-звуковая неустойчивость, которая возникает при  $B_0 > 6$  Гс). Кривые сверху вниз для зеркальной неустойчивости соответствуют значениям  $l = 0.3, 0.5, 0.1, 0.01, 0.7$ , а для ионно-звуковой неустойчивости —  $l = 1, 0.7, 0.5, 0.3, 0.1, 0.01$ . Штриховая кривая — инкремент неустойчивости ионно-звуковых мод, который от  $l$  не зависит

В частности, из рис. 3 следует, что волны со скоростью 65–200 км/с соответствуют неустойчивым ионно-звуковым модам, а большие фазовые скорости 2000 км/с соответствуют быстрым магнитозвуковым модам, которые распространяются почти с альвеновской скоростью.

Основным условием развития ионно-звуковой неустойчивости является распространение мод против направления теплового потока. В основании короны, где существует сильный положительный градиент температуры, тепловой поток всегда направлен вниз. Это хорошо согласуется с законом Спитцера, который используется для построения модели короны. Можно предполагать, что из-за условия непрерывности теплового потока, такая ситуация будет сохраняться в верхней короне, пока градиент температуры не сменит знак. Во внешней короне электронная теплопроводность становится незначительной и в энергетическом балансе доминирующим компонентом потери энергии будет солнечный ветер. Итак, распространяющиеся снизу по магнитной трубке волны встречаются с тепловым потоком, который вызывает неустойчивость. Рассмотрим энергетический аспект этой неустойчивости. Доставляемая волнами плотность потока энергии равна

$$F = \frac{1}{2} \rho_0 v^2 V_{ph}, \quad (21)$$

где  $v$  — амплитуда волны в скорости. Если функцию  $F$  [эрг · см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup>] задать, исходя из данных наблюдений, то выражение (21) позволяет оценить амплитуду волны,  $v = (2F / (\rho_0 V_{ph}))^{1/2}$ . Из современных наблюдений имеем следующие оценки [Aschwanden, 2005] для спокойного Солнца —  $B_0 \approx 0.1$  Гс,  $F \approx 3 \cdot 10^5$ ; в корональной дыре —  $B_0 \approx 0.5$  Гс,  $F \approx 8 \cdot 10^5$ ; над активными областями  $B_0 \approx 10$ –100 Гс,  $F \approx 10^7$ . Понятно, что с изменением магнитного поля внутри магнитной трубки, равновесные параметры плазмы (плотность и температура) меняются, что, в свою очередь, влияет

на условие энергетического баланса. Приведенные выше значения можно аппроксимировать простой зависимостью  $F \approx (3 + 0.97B_0) \times 10^5$  [эрг · см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup>]. Тогда, используя приведенные выше данные наблюдений для периодов и фазовых скоростей в различных магнитных структурах, получим следующие оценки. В петельных образованиях: для периодов  $P = 3-5$  мин. амплитуда скорости волны должна быть  $v_c = 200-400$  км/с, а для волн с периодом  $P = 6$  с получим  $v_c = 70$  км/с. В открытых структурах для волн с периодом  $P = 10-15$  мин. скорость  $v_c = 25-35$  км/с. Здесь предполагается, что волновой поток энергии полностью переходит в нагрев плазмы. Теперь представим для нашего неустойчивого решения амплитуду волны как

$$v_w = \left( \frac{2F}{\rho_0 V_{ph}} \right)^{1/2} e^{t/\tau}, \quad \tau = \frac{1}{\text{Im } \omega} = \frac{P}{2\pi} \left| \frac{\text{Re } V_{ph}}{\text{Im } V_{ph}} \right|. \quad (22)$$

Здесь  $\tau$  — характерное время роста неустойчивости,  $P$  — период колебаний. Задавая функцию  $F \approx (3 + 0.97B_0) \times 10^5$  [эрг · см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup>], которая аппроксимирует данные наблюдений, можно вычислить модельную амплитуду  $v_w(t)$ . Предположим, что в момент  $t = 0$  (в начале неустойчивости) генерировались обратные ионно-звуковые моды, амплитуды которых представлены на рис. 6. Там же приведены соответствующие фазовые скорости для случая  $l = 0.5$ . Видно, что фазовые скорости больше, чем амплитуда скорости. Найденная амплитуда скорости в области неустойчивости ( $B_0 = 10-100$  Гс) меньше максимальной критической,  $v_w(0) < v_c = 400$  км/с. Вне области неустойчивости амплитуда скорости обратных медленных и быстрых ионно-звуковых волн всегда меньше скорости звука. С увеличением магнитного поля эти скорости увеличиваются. На пороге неустойчивости они становятся одинаковыми и равными скорости звука,  $v = c_s$ . Амплитуда скорости неустойчивой волны больше скорости звука. Это означает, что для детального исследования свойства рассматриваемой неустойчивости должны учитываться нелинейные эффекты. На рис. 7 сплошной кривой показана зависимость  $\tau(B_0)$ , а штриховыми линиями — время,

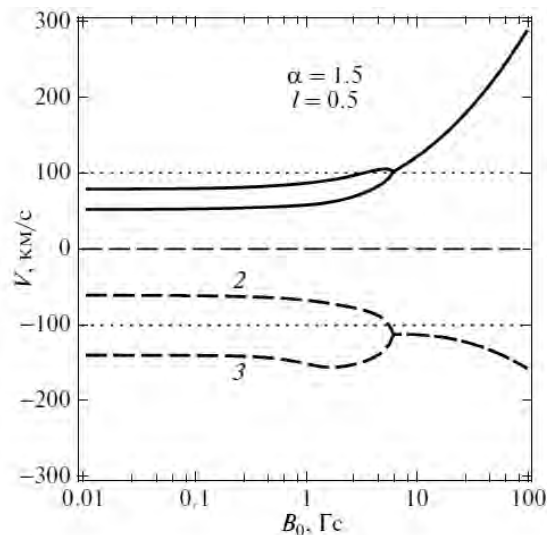


Рис. 6. Амплитуда обратных ионно-звуковых мод в начале развития неустойчивости ( $t = 0$ ) как функция магнитного поля (выше нулевого раздела); ниже нулевого раздела — соответствующие фазовые скорости в случае  $l = 0.5$ . Пунктир — положение скорости звука вдоль магнитного поля

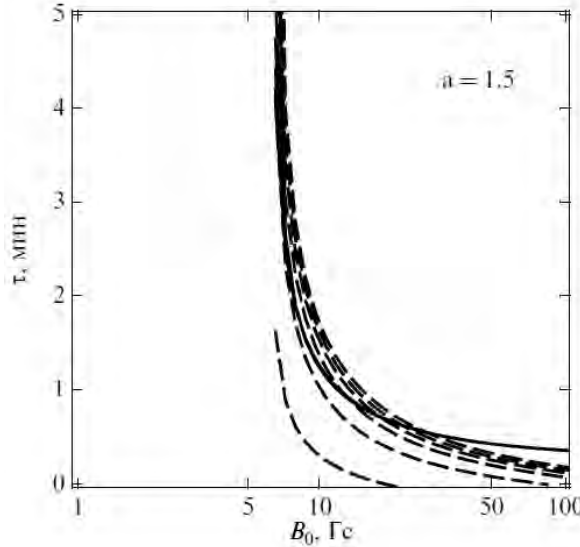


Рис. 7. Характерное время роста обратной ионно-звуковой неустойчивости  $\tau$  (сплошная кривая) рассчитанное для периода  $P = 3$  мин. и время  $\tau_c$  достижения критической амплитуды скорости (штриховые кривые), при которой достигается баланс энергии в элементарном объеме. Штриховым кривым сверху вниз соответствуют значения  $\tau_c(l)$  при  $l = 1, 0.7, 0.5, 0.3, 0.1, 0.01$ , при этом  $\tau$  от  $l$  не зависит

через которое устанавливается равенство  $v_w(t = \tau_c) = v_c = 400$  км/с. Как видно, это время, в основном, меньше периода колебаний. Это означает, что диссипация волн очень сильная. В условиях короны быстрое развитие неустойчивости и сильный рост амплитуды волн может рассматриваться и как один из механизмов поставки энергии, и как крупномасштабный источник энергии волнового механизма нагрева короны, имея ввиду, что сам механизм нагрева, т. е. передача волновой энергии ионам плазмы связан с нелинейной стадией развития неустойчивости и реализуется в гораздо меньших масштабах.

Теперь рассмотрим пространственные масштабы неустойчивости. Характерная длина диссипации волн, приводящих к возмущению плотности, оценивается как [Прист, 1985]

$$d \approx \left| \frac{\rho_0}{\rho'} \frac{1}{k} \right| = \frac{p}{2\pi} \left| \frac{\rho_0}{\rho'} V_{ph} \right|. \quad (23)$$

В работе [Dzhalilov et al., 2011] приведены формулы

$$\frac{v_{\parallel}}{c_s} = w_1 \frac{\rho_0}{\rho'}, \quad \frac{v_{\perp}}{c_s} = w_2 \frac{\rho'}{\rho_0}, \quad (24)$$

где коэффициенты  $w_1$  и  $w_2$  определяются решениями дисперсионного уравнения (9). Если обозначить  $w = (w_1^2 + w_2^2)^{1/2}$ , то находим  $\rho_0/\rho' = wc_s/v_w$ . С учетом этого из (22) получим, что  $d = d_0 e^{-t/\tau}$ . На рис. 8 представлена зависимость  $d(B_0)$  на начальной стадии роста возмущения плотности. В области неустойчивости этот масштаб находится в пределах 1–10 Мм. Для волн с периодом 3 мин., как следует из рис. 6, характерная длина волны оценивается как  $\lambda = PV_{ph} \approx 40$  Мм. Таким образом, масштабы диссипации волн значительно меньше, чем длина самой волны, что опять свидетельствует о высокой эффективности диссипации волн путем развития неустой-

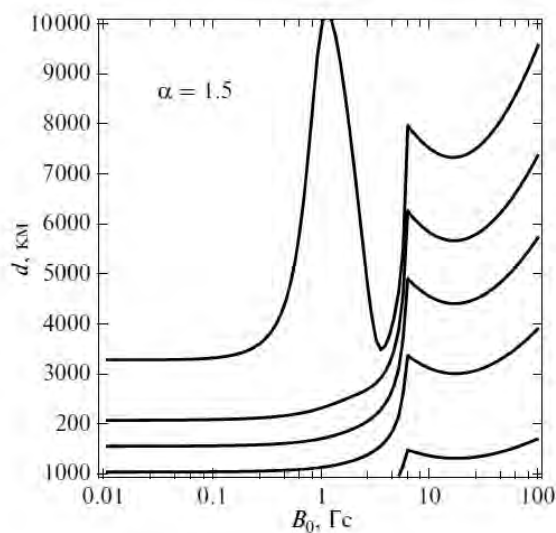


Рис. 8. Пространственный масштаб возмущения плотности в начале ионно-звуковой неустойчивости как функция магнитного поля при различных углах распространения: кривые сверху вниз соответствуют  $l = 1, 0.7, 0.5, 0.3, 0.1$

чивости. С развитием неустойчивости этот масштаб экспоненциально уменьшается со скоростью  $\tau$  и полная диссипация произойдет, когда масштаб уменьшится до циклотронного радиуса,  $d \approx r_B \approx (100B_0 [\text{Гс}])^{-1}$  [км]. Это произойдет за время  $t_B \approx -\tau \ln(r_B/d_0)$ , которое показано на рис. 9. Оно составляет несколько периодов колебаний.

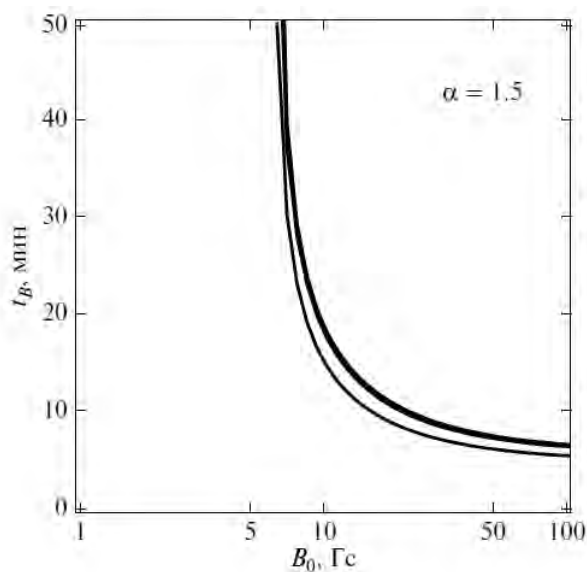


Рис. 9. Время полного распада ионно-звуковой неустойчивости в зависимости от магнитного поля и от угла распространения волн: сверху вниз  $l = 1-0.01$



## Заключение

Использование 16-моментного МГД-приближения для описания бесстолкновительной и температурно-анизотропной плазмы позволило изучить МГД-волны и неустойчивости при наличии тепловых потоков. Полученные результаты применены для проблемы нагрева солнечной короны, где распространение идущих снизу волн происходит против направления теплового потока. Возникающие при этом неустойчивости волн могут играть роль источника нагрева короны, причем в случае потоковой МГД-неустойчивости волны диссипируют благодаря встречному тепловому потоку, а сам тепловой поток в какой-то мере возникает благодаря диссипации волн и нагреву плазмы, что при постоянной генерации волн снизу создает самоогласованную систему поддержания режима неустойчивости и связанной с ней диссипации волн и нагрева плазмы. Оцененное характерное время роста потоковой МГД-неустойчивости в условиях короны сопоставимо с периодом волн, что должно приводить к быстрой их диссипации и нагреву плазмы.

## Список литературы

- [Веденов, Сагдеев, 1958] *Веденов А.А., Сагдеев Р.З.* О некоторых свойствах плазмы с анизотропным распределением скоростей ионов в магнитном поле // В кн: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Т. 3. / Отв. ред. М. А. Леонтович. М.: Изд. АН СССР. 1958. С. 278.
- [Джалилов, Кузнецов, 2013] *Джалилов Н.С., Кузнецов В.Д.* О низкочастотных неустойчивостях бесстолкновительной плазмы и 16-моментном приближении // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 12.
- [Калсруд, 1983] *Калсруд Р.* Магнитогиродинамическое описание плазмы // В кн.: Основы физики плазмы. Т. 1. / Под ред. А. А. Галева и Р. Судана. М.: Энергоиздат, 1983. С. 122.
- [Киценко, Степанов, 1960] *Киценко А.Б., Степанов К.Н.* О неустойчивости плазмы с анизотропным распределением скоростей ионов и электронов // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 1840.
- [Кузнецов, Джалилов, 2009] *Кузнецов В.Д., Джалилов Н.С.* 16-ти моментное приближение для бесстолкновительной космической плазмы: волны и неустойчивости // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 1041.
- [Кузнецов, Джалилов, 2010] *Кузнецов В.Д., Джалилов Н.С.* Анизотропная МГД и некоторые решения // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 843.
- [Ораевский и др., 2003] *Ораевский В.Н., Конигов Ю.В., Хазанов Г.В.* Процессы переноса в анизотропной околоземной плазме. М: Наука, 1985.
- [Прист, 1985] *Прист Э.Р.* Солнечная магнитогиродинамика. М.: Мир, 1985.
- [Aschwanden, 2005] *Aschwanden M.J.* Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions. London: Springer, 2005.
- [Chandrasekhar et al., 1958] *Chandrasekhar S., Kaufman A.N., Watson K.M.* The stability of the pinch // Proc. Roy. Soc. London A. 1958. V. 245A. P. 435.
- [Chew et al., 1956] *Chew G.F., Goldberger M.L., Low F.E.* The Boltzmann equation and the one-fluid hydromagnetic equations in the absence of particle collisions // Proc. Roy. Soc. London A. 1956. V. 236. P. 112.
- [Dzhalilov et al., 2008] *Dzhalilov N.S., Kuznetsov V.D., Staude J.* Wave instabilities in an anisotropic magnetized space plasma // Astron. Astrophys. 2008. V. 489. P. 769.
- [Dzhalilov et al., 2011] *Dzhalilov N.S., Kuznetsov V.D., Staude J.* Wave Instabilities of a Collisionless Plasma in Fluid Approximation // Contrib. Plasma Phys. 2011. V. 51(7). P. 621.
- [Gedalin et al., 2002] *Gedalin V., Balikhin M., Strangeway R.L., Russel C.T.* Long-wavelength mirror modes in multispecies plasmas with arbitrary distributions // J. Geophys. Res. 2002. V. 107(A2). P. 1018.

- [Hellinger, Matsumoto, 2000] *Hellinger P., Matsumoto H.* New kinetic instability: Oblique. Alfvén fire hose // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 10519.
- [Hollweg, Volk, 1970] *Hollweg J.V., Volk H.J.* New plasma instabilities in the solar wind // *J. Geophys. Res.* 1970. V. 75. P. 5297.
- [Matteini et al., 2007] *Matteini L., Ladi S., Hellinger P. et al.* Evolution of the solar wind proton temperature anisotropy from 0.3 to 2.5 AU // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. P. L20105.
- [Prasad et al., 2011] *Prasad S.K., Banerjee D., Gupta G.R.* Propagating intensity disturbances in polar corona as seen from AIA/SDO // *Astron. Astrophys. L.* 2011. V. 528. P. 4.
- [Ramos, 2003] *Ramos J.J.* Dynamic evolution of the heat fluxes in a collisionless magnetized plasma // *Phys. Plasmas.* 2003. V. 10. P. 3601.

## V.2. ПЛАЗМЕННЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В ОСТАТКАХ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

*А. М. Быков, С. М. Осипов*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрены механизмы усиления магнитных флуктуаций анизотропными распределениями релятивистских частиц, ускоренных сильными бесстолкновительными ударными волнами в остатках сверхновых звезд.

### 1. Введение

Вспышки сверхновых звезд — одно из самых энергичных явлений в наблюдаемой Вселенной. Сверхновые звезды играют основную роль в процессах химической эволюции галактик и служат природными ускорителями частиц до ультра-релятивистских энергий. Кроме того, остатки сверхновых — это уникальная лаборатория для исследования сильно неравновесных, нелинейных течений бесстолкновительной плазмы.

Начальная скорость ударной волны (УВ) разлета вещества, которая ограничивает остаток сверхновой, определяется кинетической энергией и массой сброшенной оболочки сверхновой. При типичной энергии  $\sim 2 \cdot 10^{51}$  эрг и массе выброса от долей массы солнца до нескольких солнечных масс, начальная скорость УВ разлета составляет  $\sim 0.03 c$ . В «радио-сверхновых», где УВ распространяется в ветер предсверхновой звезды, ее скорость может достигать  $0.1-0.2 c$  [Chakraborti et al., 2011]. А в остатках сверхновых с релятивистскими струйными выбросами, которые являются источниками космических гамма-всплесков, формируются релятивистские УВ с лоренц-факторами  $\sim 100$  и выше [Bykov et al., 2012]. Релятивистские УВ имеют существенные отличия от нерелятивистских в механизмах формирования и возможности ускорения частиц [Bykov, Treumann, 2011]. В данной работе мы рассматриваем нерелятивистские УВ остатков сверхновых.

В случае достаточно сильных УВ (с альевновским числом Маха, превосходящим несколько единиц) механизмы диссипации, обусловленные аномальным сопротивлением электронов, оказывается недостаточными, и структура фронта определяется кинетическими неустойчивостями ионов [Sagdeev, 1966; Treumann, 2009]. Кинетические неустойчивости формируют вязкий скачок скорости с шириной, которая часто много меньше длины свободного пробега частиц. Такие бесстолкновительные УВ называют сверхкритическими [Kennel et al., 1985], и они часто наблюдаются в межпланетной плазме [Tsurutani, Lin, 1985; Nozdrachev et al., 1995; Balogh, Treumann, 2013]. Бесстолкновительная УВ в разреженной плазме с магнитными флуктуациями — универсальный источник нетепловых заряженных частиц. Последние ускоряются посредством механизма Ферми, поскольку длина их пробега относительно рассеяния на магнитных флуктуациях зачастую намного меньше, чем протяженность оболочки сверхновой. Нетепловые частицы наблюдаются как в окрестности головной УВ магнитосферы Земли, так и в межпланетных УВ. В остатках сверхновых бесстолкновительные УВ наблюдают посредством анализа изображений оболочек,



Рис. 1. Рентгеновское изображение остатка сверхновой Тихо Браге в интервале энергий фотонов 4–6 кэВ, полученное на телескопе Chandra (NASA). В диапазоне энергий 4–6 кэВ линии излучения ионов составляющих элементов космической плазмы вносят малый вклад и основной источник фотонов — синхротронное рентгеновское излучение электронов. Энергии электронов, необходимые для генерации синхротронного рентгеновского излучения остатков, составляют больше или порядка 10 ТэВ. Излучение сконцентрировано в узкой окрестности УВ, ограничивающей оболочку, где и происходит эффективное ускорение релятивистских частиц и сильное неадиабатическое усиление магнитного поля

полученных телескопами с высоким пространственным разрешением и спектрального анализа электромагнитного излучения [Eriksen et al., 2011; Helder et al., 2012]. Для примера, на рис. 1 приведено рентгеновское изображение остатка сверхновой Тихо Браге в интервале энергий фотонов 4–6 кэВ, полученное телескопом Chandra (NASA) с пространственным разрешением порядка секунды дуги. Согласно изображению, основное свечение остатка сконцентрировано в узкой окрестности ударной волны разлета, ограничивающей оболочку сверхновой. Это свечение вызвано синхротронным рентгеновским излучением электронов, ускоренных до лоренц-факторов  $\gamma_e > 10^7$ . Наблюдения свидетельствуют, что именно в оболочке сверхновой происходит эффективное ускорение релятивистских частиц и неадиабатическое усиление магнитного поля. Последний эффект, возможно, объясняет и наличие на рентгеновском изображении остатка квазирегулярных структур, интерпретация которых возможна именно в терминах сильного неадиабатического усиления флуктуирующего магнитного поля [Bykov et al., 2011]. Подчеркнем, что теория такого усиления для магнитных полей различных масштабов крайне необходима для адекватной интерпретации наблюдений остатков сверхновых. Эта теория должна учитывать наличие релятивистских ускоренных частиц с анизотропным распределением по импульсам и с давлением, сравнимым с плотностью кинетической энергии потока.

В процессах релаксации плазмы в бесстолкновительных УВ формируются сильно неравновесные, анизотропные распределения частиц с энергиями, много больше тепловой. Нетепловые частицы имеют скорости больше скорости фронта УВ и поэтому проникают вверх по течению, в область перед фронтом. Там, в предфронте, анизотропные распределения ускоренных частиц становятся источниками плазменных неустойчивостей; последние усиливают магнитные флуктуации различных масшта-

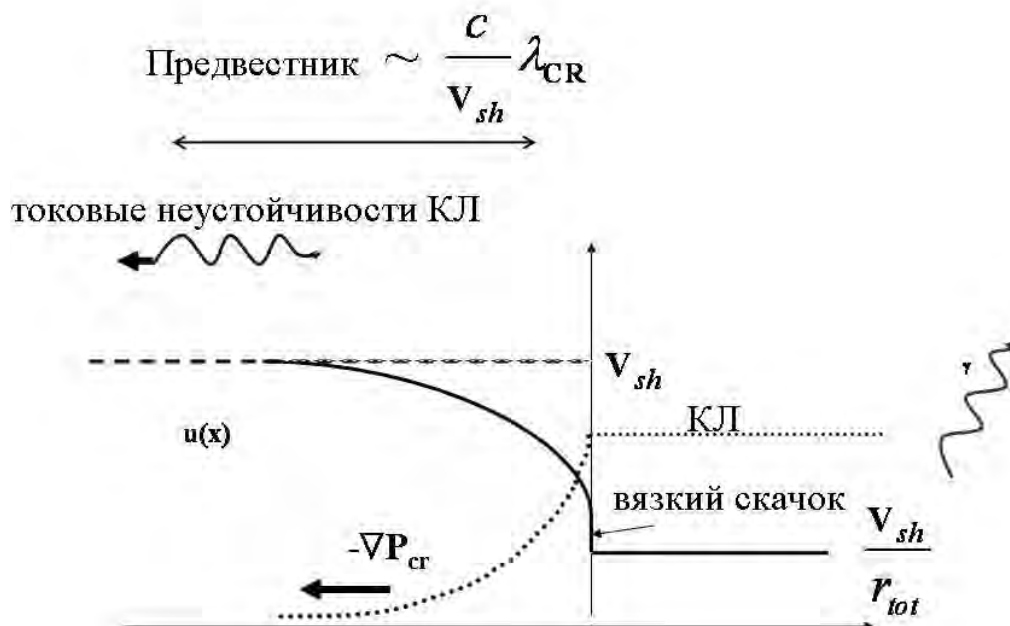


Рис. 2. Схематическое изображение структуры сильной ударной волны остатка сверхновой, модифицированной давлением ускоренных релятивистских частиц

бов, которые, в свою очередь, определяют перенос и ускорение самих нетепловых частиц механизмом Ферми.

Такая эффективная обратная связь является важной особенностью сильных бесстолкновительных УВ. Иными словами, сильные бесстолкновительные УВ представляют собой сильно нелинейные течения плазмы с эффективными обратными связями между флуктуациями различных масштабов и протяженными спектрами энергичных нетепловых частиц.

Структуру течения в окрестности сильной УВ, модифицированной эффектом ускорения частиц (космических лучей), иллюстрирует рис. 2. Он показывает, что УВ является довольно протяженной структурой: в частности, размер предвестника УВ пропорционален характерной длине переноса энергосодержащей части спектра ускоренных частиц,  $\lambda_{CR}$ . Сам пробег ускоренных частиц в предфронте УВ —  $\lambda(p)$ , определяется сильными флуктуациями магнитного поля. Падение скорости течения холодной фоновой плазмы в предфронте УВ вызвано пондеромоторной силой торможения, обусловленной градиентом функции распределения ускоренных частиц. При этом полная степень сжатия в *протяженной структуре* сильной УВ, модифицированной ускоренными частицами, может достигать значений  $r_{tot} \sim 10$ , тогда как сжатие только на *вязком скачке* — лишь  $r_{sub} \sim 2-3$ .

Таким образом, моделирование течения в окрестности сильной УВ — это самоогласованная, и многомасштабная задача. Это затрудняет прямое моделирование с помощью плазменных кодов. Последние позволяют последовательно моделировать структуру вязкого скачка при заданных граничных условиях на расстояниях в несколько тысяч инерционных длин иона фоновой плазмы. Поведение течения на данной границе, однако, определяется процессами его модификации нетепловыми релятивистскими частицами (см. рис. 2). В данной работе мы обсудим неустойчи-

ности анизотропных распределений релятивистских частиц, проникающих вверх по течению сильной УВ.

## 2. Уравнения, описывающие плазму, состоящую из холодных фоновых частиц и ускоренной высокоэнергичной компоненты

Рассмотрим систему уравнений, описывающую плазму, состоящую из холодных фоновых протонов, электронов и частиц, ускоренных до высоких энергий. Система в целом предполагается квазинейтральной. Для описания фоновой плазмы используется магнито-гидродинамическое (МГД) уравнение

$$\tilde{\rho} \left( \frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + (\tilde{\mathbf{u}} \nabla) \tilde{\mathbf{u}} \right) = -\nabla \tilde{p}_g + \frac{1}{c} \tilde{\mathbf{j}} \times \tilde{\mathbf{B}} + e (\tilde{n}_p - \tilde{n}_e) \tilde{\mathbf{E}}, \quad (1)$$

где  $\tilde{\mathbf{B}}$  — индукция магнитного поля,  $\tilde{\mathbf{u}}$  — скорость движения фоновой плазмы,  $\tilde{p}_g$  — давление фоновой плазмы,  $\tilde{\mathbf{E}}$  — напряженность электрического поля,  $\tilde{\mathbf{j}}$  — ток фоновой плазмы,  $\tilde{n}_p$ ,  $\tilde{n}_e$  — концентрации фоновых протонов и электронов соответственно,  $e$  — единичный заряд. Для простоты изложения предполагается, что фоновая плазма состоит из протонов и электронов; легко понять, как изменятся уравнения, если плазма состоит из других частиц. Для электрического поля предполагается выполнение условия «вмороженности» в фоновую плазму

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} [\tilde{\mathbf{u}} \times \tilde{\mathbf{B}}]. \quad (2)$$

Рассмотрим систему, где концентрация ускоренных частиц много меньше, чем фоновых. Предполагая плазму в целом квазинейтральной, получаем, что плотность заряда ускоренных частиц равна с противоположным знаком плотности заряда фоновой плазмы. Если ускоренные частицы — протоны, то это условие легко записать как  $\tilde{n}_{cr} = \tilde{n}_e - \tilde{n}_p$ , где  $\tilde{n}_{cr}$  — концентрация ускоренных частиц (далее предполагается, что ускоренные частицы — протоны, легко скорректировать выражения, если ускоренными частицами будут электроны и позитроны). В уравнении Максвелла можно пренебречь током смещения,  $\nabla \times \tilde{\mathbf{B}} = (4\pi/c)(\tilde{\mathbf{j}} + \tilde{\mathbf{j}}^{cr})$ , где  $\tilde{\mathbf{j}}^{cr}$  — ток ускоренных частиц.

Используя (1), (2), условие квазинейтральности и уравнения Максвелла можно, как и в работах [Bell, 2004; Bykov et al., 2011b; Schure, Bell, 2011], получить уравнения для индукции магнитного поля и движения фоновой плазмы

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial t} = \nabla \times (\tilde{\mathbf{u}} \times \tilde{\mathbf{B}}), \quad (3)$$

$$\tilde{\rho} \left( \frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + (\tilde{\mathbf{u}} \nabla) \tilde{\mathbf{u}} \right) = -\nabla \tilde{p}_g + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \tilde{\mathbf{B}}) \times \tilde{\mathbf{B}} - \frac{1}{c} (\tilde{\mathbf{j}}^{cr} - e \tilde{n}_{cr} \tilde{\mathbf{u}}) \times \tilde{\mathbf{B}}. \quad (4)$$

Функция распределения ускоренных частиц  $\tilde{f}$  подчиняется кинетическому уравнению

$$\frac{\partial \tilde{f}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \tilde{f}}{\partial \mathbf{r}} + e \tilde{\mathbf{E}} \cdot \frac{\partial \tilde{f}}{\partial \mathbf{p}} - \frac{ec}{\mathcal{E}} \tilde{\mathbf{B}} \cdot \hat{\mathcal{O}} \tilde{f} = 0, \quad (5)$$

где  $\mathcal{E}$  — энергия ускоренной частицы,  $\hat{\mathcal{O}} = \mathbf{p} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}}$  — оператор поворота импульса. Уравнение (5) имеет форму бесстолкновительного, но в реальности частицы фоновой плазмы взаимодействуют через коллективные возмущения среды. Чтобы получить уравнение для ускоренных частиц, описывающих плавно меняющуюся функцию распределения, необходимо усреднить (5) по масштабам турбулентных движений

меньше некоторого предела (более подробно про такое усреднение см. [Toptygin, 1983]) и получить в уравнении (5) стохастический интеграл столкновений  $I[f]$ , где  $f$  — усредненная функция распределения ускоренных частиц. Кинетическое уравнение для ускоренных частиц после усреднения принимает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + e\mathbf{E} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} - \frac{ec}{\varepsilon} \mathbf{B} \cdot \widehat{\mathcal{O}}f = I[f], \quad (6)$$

где  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{E}$  — усредненные индукция магнитного и напряженность электрического полей,  $\widetilde{\mathbf{B}} = \mathbf{B} + \mathbf{b}'$ ,  $\widetilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E} + \mathbf{E}'$ ,  $\langle \mathbf{b}' \rangle = 0$ ,  $\langle \mathbf{E}' \rangle = 0$ ,  $\langle \rangle$  — означает усреднение. Поскольку мы усреднили уравнение, описывающее поведение ускоренных частиц, нужно усреднить уравнения движения фоновой плазмы (4) и уравнение индукции магнитного поля (3) по тем же масштабам. В работе [Bykov et al., 2011b] усреднение этих уравнений производилось по масштабам меньше минимального гирорадиуса ускоренных частиц, в предположении, что на этих масштабах существует развитая турбулентность, усиленная по механизму Белла до величин среднеквадратичного турбулентного поля порядка постоянного  $B_0$ , и в предположении о свойствах такой турбулентности, основанных на виде линейных показателей роста белловской неустойчивости [Bell, 2004; Bell, 2005]. В работе [Bykov et al., 2011b] получены пондеромоторные силы, возникающие при усреднении уравнений (4) и (3) из квадратичных комбинаций мелкомасштабных скоростей фоновой плазмы и индукции магнитного поля. Эти силы по оценкам работы [Bykov et al., 2011b], могут приводить к сильной неустойчивости мод с длиной волны больше масштаба усреднения.

При определенных свойствах турбулентности, по которой ведется усреднение, пондеромоторные силы из работы [Bykov et al., 2011b] могут быть малы. Интеграл столкновений  $I[f]$  необходим для самосогласованности задачи, поскольку его наличие позволяет описать предфронт конечной длины и невозмущенную функцию распределения ускоренных частиц. Усредняя (5), получаем, что интеграл столкновений определяется соотношением

$$I[f] = -e \langle \mathbf{E}' \cdot \frac{\partial f'}{\partial \mathbf{p}} \rangle + \frac{ec}{\varepsilon} \langle \mathbf{b}' \cdot \widehat{\mathcal{O}}f' \rangle, \quad (7)$$

где  $f'$  — турбулентное возмущение функции распределения, связанное с  $\mathbf{b}'$ . Если умножить (7) на импульс ускоренной частицы и проинтегрировать по всем импульсам, то получим выражение

$$\int \mathbf{p} I[f] d^3p = -e \langle n'_{cr} \mathbf{E}' \rangle + \frac{1}{c} \langle \mathbf{j}'_{cr} \times \mathbf{b}' \rangle, \quad (8)$$

где  $n'_{cr}$ ,  $\mathbf{j}'_{cr}$  — флуктуирующие концентрация и ток ускоренных частиц соответственно, определяемые как

$$n'_{cr} = \int f' d^3p, \quad (9)$$

$$\mathbf{j}'_{cr} = e \int \mathbf{v}(p) f' d^3p, \quad (10)$$

где  $\mathbf{v}(p)$  — скорость ускоренной частицы,  $\langle f' \rangle = 0$ . При усреднении последнего слагаемого (4) получаем выражение

$$\frac{1}{c} \langle (\widetilde{\mathbf{j}}_{cr} - e\widetilde{n}_{cr}\widetilde{\mathbf{u}}) \times \widetilde{\mathbf{B}} \rangle = \frac{1}{c} (\mathbf{j}^{cr} - en_{cr}\mathbf{u}) \times \mathbf{B} - e \langle n'_{cr} \mathbf{E}' \rangle + \frac{1}{c} \langle \mathbf{j}'_{cr} \times \mathbf{b}' \rangle, \quad (11)$$

где  $n_{cr}$ ,  $\mathbf{j}_{cr}$  — усредненные концентрация и ток ускоренных частиц соответственно,  $\widetilde{\mathbf{j}}_{cr} = \mathbf{j}_{cr} + \mathbf{j}'_{cr}$ ,  $\widetilde{n}_{cr} = n_{cr} + n'_{cr}$ . Видно, что выражения (8) и второе слагаемое правой



части (11) совпадают. Таким образом, при включении в кинетическое уравнение для ускоренных частиц ненулевого стохастического интеграла столкновений  $I[f]$ , в уравнении движения фоновой плазмы на крупных масштабах следует учитывать его вклад на основе соотношения (11). Таким образом, усредненные уравнения (3), (4) для фоновой плазмы принимают вид

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (12)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla p_g + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \frac{1}{c} (\mathbf{j}^{cr} - en_{cr} \mathbf{u}) \times \mathbf{B} - \int \mathbf{p} I[f] d^3 p, \quad (13)$$

где  $p_g$  — усредненное давление фоновой плазмы. Заметим, что если ускоренные частицы состоят из смеси электронов и позитронов с близкими концентрациями, то уравнения (12) и (13) остаются верными, и под  $n_{cr}$  надо будет понимать разность концентраций позитронов и электронов, а под  $\mathbf{j}^{cr}$  их суммарный ток.

Далее будем предполагать, что ускоренные частицы — это протоны, обладающие степенным распределением по модулю импульса. Ниже будет исследовано развитие неустойчивости малых возмущений полей в условиях предфронта ударной волны на фоне стационарного (в системе покоя ударной волны) невозмущенного состояния. Невозмущенное магнитное поле  $\mathbf{B}_0$  в предфронте предполагается постоянным. Для характерных форм интегралов столкновений невозмущенная функция распределения может быть найдена посредством решения конвекционно-диффузионного уравнения с учетом инжекции частиц в процесс ускорения на фронте ударной волны (запись уравнения (6) в диффузионном приближении, см. [Toptygin, 1983])

$$\frac{\partial N^{cr}}{\partial t} = \nabla_\alpha \varkappa_{\alpha\beta} \nabla_\beta N^{cr} - (\mathbf{u} \nabla) N^{cr} + \frac{p}{3} \frac{\partial N^{cr}}{\partial p} (\nabla \mathbf{u}), \quad (14)$$

где  $N^{cr}$  — изотропная часть функции распределения ускоренных частиц. Функция распределения ускоренных частиц в диффузионном приближении имеет вид

$$F^{cr}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{4\pi} \left[ N^{cr}(\mathbf{r}, p) + \frac{3}{v(p)p} \mathbf{p} \mathbf{J}^{cr}(\mathbf{r}, p) \right], \quad (15)$$

где поток ускоренных частиц

$$J_\alpha^{cr} = -\varkappa_{\alpha\beta} \nabla_\beta N^{cr} - \frac{p}{3} \frac{\partial N^{cr}}{\partial p} u_\alpha, \quad (16)$$

$\varkappa_{\alpha\beta}$  — коэффициент диффузии ускоренных частиц. При выводе уравнения (14) предполагалось, что рассеяния изотропны в системе покоя фоновой плазмы, т. е. скорость рассеивателей совпадает со скоростью фоновой плазмы. Невозмущенная функция ускоренных частиц обладает пространственным градиентом в предфронте, направленным по нормали к фронту. Градиент функции распределения приводит к наличию постоянного диффузионного тока ускоренных частиц (первое слагаемое правой части (16)). Поскольку масштаб градиента приближенно равен  $\varkappa_{x'x'}/u_{sh}$ , где  $u_{sh}$  — скорость ударной волны,  $\varkappa_{x'x'}$  — компонента тензора диффузии в системе координат, где направление нормали к фронту совпадает с направлением единичного орта  $\mathbf{e}_{x'}$ , из (16) следует, что диффузионная часть компоненты потока ускоренных частиц, направленной вдоль нормали к фронту, не зависит от коэффициента диффузии и приближенно равна  $u_{sh} N^{cr}(\mathbf{r}, p)$ . Диффузионный ток равен току ускоренных частиц относительно фоновой плазмы. Наличие тока ускоренных частиц относительно фоновой плазмы приводит к неустойчивости и росту малых возмущений по резонансному и белловскому механизмам [Bell, 2004]. При этом в невозмущенном состоянии суммарный ток в системе равен нулю, т. е.  $\mathbf{j}^{cr} + \mathbf{j} = 0$ .

Умножив уравнение (6) на  $\mathbf{p}$  и проинтегрировав его по  $d^3p$ , получим следующее уравнение

$$\frac{\partial P_\alpha}{\partial t} + \nabla_\alpha p_{cr} + \nabla_\beta \Pi_{\alpha\beta} = \left[ \frac{1}{c} (\mathbf{j}^{cr} - en_{cr} \mathbf{u}) \times \mathbf{B} + \int \mathbf{p} I[f] d^3p \right]_\alpha, \quad (17)$$

где  $p_{cr}$  — давление ускоренных частиц,  $\Pi_{\alpha\beta}$  — тензор натяжений ускоренных частиц,  $\mathbf{P}$  — плотность импульса космических лучей. В случае стационарного (в системе покоя ударной волны) невозмущенного решения первое слагаемое левой части уравнения (17) равно нулю (стационарность), а третьим слагаемым левой части можно пренебречь, поскольку на масштабе изменения невозмущенных величин  $\kappa_{x'x'}/u_{sh}$  верно диффузионное приближение. Если масштаб рассматриваемого возмущения больше длины пробега ускоренной частицы, то диффузионное приближение верно и для возмущений функции распределения ускоренных частиц. Для возмущений функции распределения мало первое слагаемое в (17). Тогда, подставляя (17) в (13), получаем следующее уравнение движения фоновой плазмы:

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla (p_g + p_{cr}) + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}. \quad (18)$$

В этом случае возмущение давления космических лучей вычисляются на основе уравнения (14), умноженного на  $\frac{1}{3} v(p)p$  и проинтегрированного по  $p^2 dp$  (такое рассмотрение приведено в одном из следующих параграфов). Здесь неустойчивость возникает, в частности, из-за того, что в правой части уравнения (18) стоит постоянная сила, связанная с невозмущенным градиентом давления ускоренных частиц, которая не пропорциональна плотности фоновой плазмы. Эта сила существует и создает акустическую неустойчивость [Drury, Falle, 1986] даже если возмущение давления ускоренных частиц равно нулю.

Если длина волны рассматриваемого возмущения сравнима с длиной свободного пробега ускоренной частицы, то третьим слагаемым левой части уравнения (17) для возмущения пренебречь нельзя.

Для возмущений с длинами волн много меньше длины свободного пробега ускоренной частицы и ее гирорадиуса в соответствии с (6), отклик функции распределения на возмущение магнитного поля мал. Таким образом, можно пренебречь возмущением тока ускоренных частиц и интегралом столкновений для возмущения в уравнении (13).

### 3. Дисперсионное соотношение для продольных несжимаемых волн

Рассмотрим неустойчивости мод, распространяющихся вдоль постоянного магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ , направленного вдоль нормали к фронту ударной волны (нормаль совпадает с направлением невозмущенного тока ускоренных частиц (16)). При этом будем рассматривать поперечные к  $\mathbf{B}_0$  возмущения. В такой геометрии несжимаемые моды, связанные с возмущением магнитного поля, расцеплены со сжимаемыми модами, связанными с возмущением плотности. Здесь мы не рассматриваем моды, связанные с возмущением плотности, рост которых определяется акустической неустойчивостью [Drury, Falle, 1986]. Неустойчивости вызваны токовой анизотропией и анизотропией давления функции распределения ускоренных частиц.

Следуя работе [Bykov et al., 2011b], рассмотрим модельный интеграл столкновений в системе покоя фоновой плазмы вида

$$I[f] = -\nu (f - f_{iso}), \quad (19)$$

где  $f_{\text{iso}}$  — изотропная часть функции распределения ускоренных частиц,  $\nu$  — частота столкновений. Интеграл столкновений (19) подразумевает, что турбулентность, по которой было произведено усреднение, однородна и изотропна в системе покоя фоновой плазмы. Это подразумевает, что отсутствует дрейф полей как целого относительно фоновой плазмы, т. е. нет преимущественного направления распространения мод относительно фоновой плазмы. Будем рассматривать возмущения индукции магнитного поля  $\mathbf{b}$  на фоне постоянного магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ . Пусть  $\nu = a\Omega$ , где  $\Omega = ecB_0/\mathcal{E}$ ,  $a$  — постоянный параметр. Используя выражение (19), получаем правую часть (13) в виде

$$\int \mathbf{p} I[f] d^3 p = -\frac{aB_0}{c} \mathbf{j}_{cr}. \quad (20)$$

На основе системы уравнений (12), (13), (6) и уравнения неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (21)$$

ищем дисперсионное соотношение для несжимаемых мод, представляя возмущение магнитного поля  $\mathbf{b}$ , функции распределения ускоренных частиц  $f$  и скорости фоновой плазмы  $\mathbf{u}$  в виде плоских волн  $\propto \exp(ikx - i\omega t)$ . Невозмущенная функция распределения может быть представлена в виде [Bykov et al., 2011a]

$$f_0^{cr} = \frac{n_{cr} N(p)}{4\pi} \left[ 1 + 3\beta\mu + \frac{\chi}{2} (3\mu^2 - 1) \right], \quad (22)$$

где  $\chi$  — параметр, определяющий анизотропию давления ускоренных частиц. Будем считать, что скорость ускоренной частицы равна  $c$  (для интеграла столкновений (19)  $\chi = 6(u_s/c)^2$  и для диффузионного тока  $\beta = u_s/c$ ),  $n_{cr}$  — концентрация ускоренных частиц,  $\mu = \cos\theta$ ,  $\theta$  — угол между направлением постоянного магнитного поля  $\mathbf{B}_0$  и импульсом частицы,  $u_s$  — скорость ударной волны. Спектр ускоренных частиц, нормированный на единицу, имеет вид

$$N(p) = \frac{(\alpha - 3) p_0^{(\alpha-3)}}{\left(1 - \left(\frac{p_0}{p_m}\right)^{\alpha-3}\right) p^\alpha}, \quad p_0 \leq p \leq p_m, \quad (23)$$

где  $\alpha$  — показатель спектра,  $p_0$  и  $p_m$  — минимальный и максимальный импульсы ускоренных частиц.

Такое рассмотрение аналогично приведенному в работах [Bell, 2004; Bykov et al., 2011b]. В работе [Amato, Blasi, 2009] рассмотрены токовые неустойчивости в бесстолкновительном случае ( $a = 0$ ) для полностью кинетического подхода, т. е. фоновая плазма также рассматривается кинетическим образом в приближении холодной плазмы и рассмотрение проведено для двух различных представлений функции распределения холодных фоновых электронов. В этой работе показано, что такое различие в задании функции распределения дает отличие в дисперсионном соотношении порядка  $(n_{cr}/n)^2$ , где  $n$  — концентрация фоновых протонов. Дисперсионное соотношение совпадает с этой точностью с соотношением работы [Bell, 2004]. В работе [Noerdlinger, Yui, 1968] аналогичным способом рассматривалась шланговая неустойчивость [Shapiro et al., 1998], функция распределения высокоэнергичных частиц не обладала токовой анизотропией, вся плазма предполагалась сильнорелятивистской и рассматривалась отличная от приведенной здесь зависимость функции распределения от модуля импульса частицы. Дисперсионное выражение, полученное в этой работе, имеет вид

$$\omega^2 = v_a^2 \left[ k^2 \mp k \left\{ (1 \pm ia) \left( k_0 A_0(x_0, x_m) + \frac{4\pi e n_{cr} \chi}{B_0} A_1(x_0, x_m) \right) - k_0 \right\} \right], \quad (24)$$

где  $v_a = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho}}$ ,  $k_0 = \frac{4\pi j_0^{cr}}{c B_0}$ ,  $j_0^{cr} = en_{cr}u_s$ ,  $x = \frac{kcp}{eB_0}$ ,  $x_0 = \frac{kcp_0}{eB_0}$ ,  $x_m = \frac{kcp_m}{eB_0}$ ,

$$A_{0,1}(x_0, x_m) = \int_{p_0}^{p_m} \sigma_{0,1}(p) N(p) p^2 dp \quad (25)$$

$$\sigma_0(p) = \frac{3}{4} \int_{-1}^1 \frac{(1-\mu^2)}{1 \mp x\mu \pm ia} d\mu, \quad (26)$$

$$\sigma_1(p) = \frac{3}{4} \int_{-1}^1 \frac{(1-\mu^2)\mu}{1 \mp x\mu \pm ia} d\mu, \quad (27)$$

где знак  $\pm$  — соответствует противоположной круговой поляризации мод,  $\mathbf{b} = b(\mathbf{e}_y \pm i\mathbf{e}_z)$ , ось  $x$  параллельна направлению  $\mathbf{B}_0$  (см. [Bykov et al., 2013]).

При параметре столкновений  $a$  стремящемся к нулю, мнимая часть интеграла в (26) (полюс знаменателя подынтегрального выражения) отвечает за резонансный вклад в дисперсионное соотношение (24), а вещественная часть этого интеграла (главное значение интеграла) отвечает за белловскую неустойчивость. Интегралы (26), (27) могут быть взяты в элементарных функциях

$$\sigma_0(p) = \frac{3}{2x^2} + \frac{3}{8x} \left(1 - \frac{1}{x^2} + \left(\frac{a}{x}\right)^2\right) \Psi_1 - \frac{3a}{2x^3} \Psi_2 \mp i \left\{ \frac{3}{4x} \left(1 - \frac{1}{x^2} + \left(\frac{a}{x}\right)^2\right) \Psi_2 - \frac{3a}{2x^2} + \frac{3a}{4x^3} \Psi_1 \right\}, \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \sigma_1(p) = & \mp \frac{1}{x} \pm \frac{3}{2x^3} \mp \frac{3}{2x} \left(\frac{a}{x}\right)^2 \pm \frac{3}{8x^2} \left(1 - \frac{1}{x^2} + 3\left(\frac{a}{x}\right)^2\right) \Psi_1 \pm \\ & \pm \frac{3a}{4x^2} \left(1 - \frac{3}{x^2} + \left(\frac{a}{x}\right)^2\right) \Psi_2 - \\ & - i \left\{ \frac{3}{4x^2} \left(1 - \frac{1}{x^2} + 3\left(\frac{a}{x}\right)^2\right) \Psi_2 - \frac{3a}{x^3} - \frac{3a}{8x^2} \left(1 + \left(\frac{a}{x}\right)^2 - \frac{3}{x^2}\right) \Psi_1 \right\}, \quad (29) \end{aligned}$$

$$\Psi_1(x) = \ln \left[ \frac{(x+1)^2 + a^2}{(x-1)^2 + a^2} \right], \quad (30)$$

$$\Psi_2(x) = \operatorname{arctg} \left( \frac{x+1}{a} \right) + \operatorname{arctg} \left( \frac{x-1}{a} \right), \quad (31)$$

В работе [Schure, Bell, 2011] произведен расчет дисперсионного соотношения с учетом стохастического интеграла столкновений в кинетическом уравнении для ускоренных частиц и в уравнении движения фоновой плазмы. В этой работе предполагалось, что частицы обладают бесконечно узким распределением по импульсу и при решении кинетического уравнения для ускоренных частиц применялся метод разложения возмущенной функции распределения в ряд по порядку анизотропии распределения с отбрасыванием высоких порядков. Вклад в невозмущенную функцию распределения ускоренных частиц, связанный с анизотропией давления (третье слагаемое в квадратных скобках выражения (22)), не рассматривался в работе [Schure, Bell, 2011], эта часть функции распределения вносит незначительный вклад вблизи

$x_0 = 1$  при  $\chi \sim 5(u_s/c)^2$ . Бесстолкновительный случай  $a = 0$  с учетом анизотропии давления рассмотрен в работе [Bykov et al., 2011a].

#### 4. Анализ дисперсионного соотношения для продольных несжимаемых волн

В этом параграфе приведены полученные из (24) показатели роста мод.

Рассмотрим зависимости показателя роста, полученного из (24), при параметрах распределения ускоренных частиц, характерных для ударных волн в остатках сверхновых звезд:  $\alpha = 4$ ,  $u_s/c = 0.01$ ,  $p_m/p_0 = 100$ ,  $k_0 r_{g0} = 100$  (характерное значение параметра, оценки приведены в работах [Bell, 2004; Bykov et al., 2011b]), где  $r_{g0} = cp_0/eB_0$ . Хотя спектр вблизи фронта ударной волны может быть протянут более чем на 5 декад, мы берем только 2 декады для наглядности графиков, так как на большие расстояния от фронта уходят только высокоэнергичные частицы и ширина спектра становится уже при удалении от фронта. Вероятно, что усиление полей наиболее существенно происходит как раз при больших расстояниях от фронта, где усиливаются наиболее крупномасштабные поля, которые существенно влияют на динамику усиления более мелкомасштабных полей ближе к фронту в нелинейных моделях и на ускорение частиц максимальных энергий. На рис. 3 приведены показатели роста для четырех различных значений столкновительного параметра  $a = 0, 0.01, 0.1, 1$ .

Вблизи фронта ударной волны остатка сверхновой звезды отношение  $p_m/p_{\min}$  может быть порядка  $10^5$ – $10^6$ , где  $p_{\min} \sim m_p c$  — минимальный импульс ускоренных протонов вблизи фронта ударной волны,  $m_p$  — масса протона. По мере удаления от фронта далеко в предфронт минимальный импульс распределения  $p_0$  растет, если коэффициент диффузии ускоренных частиц является растущей функцией импульса. Часто предполагается, что диффузия боровская и тогда коэффициент диффузии пропорционален импульсу ускоренной частицы. При этом концентрация ускоренных частиц с импульсом, большим  $p_0$ , приближенно одинаковая как в точке, где  $p_0$  — минимальный импульс ускоренных частиц, так и вблизи фронта ударной волны, где минимальный импульс ускоренных частиц равен  $p_{\min}$ . Для функции распределения ускоренных частиц со спектральным индексом  $\alpha = 4$ , отношение концентраций ускоренных частиц вблизи ударной волны и в точке, где минимальный импульс ускоренных частиц равен  $p_0$ ,  $n_{cr}/n_s \approx p_{\min}/p_0$ , где  $n_s$  — концентрация ускоренных частиц вблизи ударной волны. Заметим, что концентрация ускоренных частиц (ток ускоренных частиц и, соответственно,  $k_0$ ) обратно пропорциональны  $p_0$ , а гирорадиус  $r_{g0}$  ускоренных частиц минимальной энергии в данной точке предфронта прямо пропорционален  $p_0$ . Поэтому произведение  $k_0 r_{g0}$  остается приближенно постоянным при удалении от фронта ударной волны. Оценку для  $n_s$  можно получить считая, что некоторая доля энергии набегающего потока трансформируется в энергию ускоренных частиц при их ускорении (в работах [Bell, 2004; Bykov et al., 2011b] предполагалось, что эта доля энергии составляет около 10%), через эту оценку получено значение  $k_0 r_{g0} \gtrsim 100$  для магнитного поля  $B_0 = 1\mu G$ .

Далее рассмотрим асимптотики выражения (24) для различных диапазонов  $k$ . Мы рассмотрим асимптотики для бесстолкновительного случая ( $a = 0$ , следуя результатам работы [Bykov et al., 2011a]). На рис. 3 можно видеть, как меняются показатели роста при отличном от нуля столкновительном параметре  $a$ .

В области волновых чисел  $kr_{g0} > 1$  и  $kr_{g0} < 100$  правополяризованная мода усиливается гораздо сильнее (рис. 3а), чем левополяризованная (рис. 3б). Эта область волновых чисел соответствует белловской неустойчивости [Bell, 2004] и здесь для

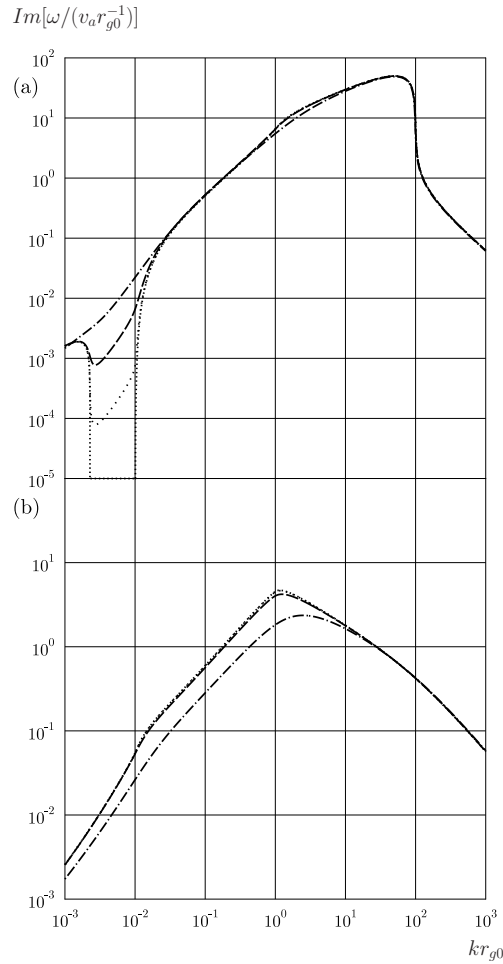


Рис. 3. Показатели роста для двух круговых поляризации. Право-поляризованная мода (а) и лево-поляризованная мода (b) получены из (24). Мы иллюстрируем зависимость показателей роста от столкновительного параметра  $a$  [Bykov et al., 2013]. Пунктирная кривая —  $a = 0$ , редкая пунктирная кривая —  $a = 0.01$ , штриховая —  $a = 0.1$ , штрих-пунктирная —  $a = 1$ . Параметр квадрупольной анизотропии  $\chi = 6(u_s/c)^2$

показателя роста правополяризованной моды в бесстолкновительном случае можно написать приближенное выражение

$$\gamma_b = v_a \sqrt{k_0 k - k^2}. \quad (32)$$

Такое соотношение получается из (24), если в нем положить равными нулю  $A_0(x_0, x_m)$  и  $A_1(x_0, x_m)$ . Это обусловлено малостью отклика тока ускоренных частиц. Как видно из (32), при  $k \ll k_0$  показатель  $\gamma_b \sim k^{1/2}$ .

В области волновых чисел  $x_0 < 1$  и  $x_m > 1$  (область  $0.01 < kr_{g0} < 1$  на рис. 3) в бесстолкновительном случае основным становится резонансный вклад, связанный с полюсом подынтегрального выражения (26), как указано в работах [Bell,

2004; Bykov et al., 2011a] (при  $\chi \sim 5 (u_s/c)^2$ ). В этой области волновых чисел усиливаются обе круговые поляризации с близкими показателями роста, при  $\alpha = 4$  они пропорциональны  $k$ . Как видно из рис. 3, учет столкновений при  $a < 0.1$  не приводит к существенным изменениям показателей роста в этой области, а при  $a = 1$  меньше становится показатель роста для левополяризованной моды.

В области волновых чисел  $x_m \ll 1$  в бесстолкновительном случае можно получить следующую асимптотику дисперсионного соотношения (24) (см. [Bykov et al., 2013]):

$$\omega^2 = v_a^2 k^2 \left[ 1 \mp \frac{r_{g0}}{5} \left\{ k_0 x_m \pm \frac{4\pi e n_{cr} \chi}{B_0} \frac{\ln(p_m/p_0)}{(1 - p_0/p_m)} \right\} \right]. \quad (33)$$

В соответствии с (33), до тех пор пока вторым слагаемым в фигурных скобках можно пренебречь по сравнению с первым, усиливается только левополяризованная мода и ее показатель роста пропорционален  $k^{3/2}$  [Schure, Bell, 2011]. С уменьшением волнового числа  $k$  первое слагаемое в фигурных скобках (33) падает линейно относительно второго и при некотором  $k$  становится меньше него. В области волновых чисел  $k$ , где доминирует второе слагаемое, показатель роста пропорционален  $k$  и усиливаются обе поляризации. По рис. 3 легко проследить изменение поведения показателей роста мод при ненулевом  $a$ .

Отметим, что дисперсионное соотношение (33) совпадает с выражением, полученным изначально в гидродинамическом подходе, если отбросить вклад в (33), связанный с токовой анизотропией невозмущенной функции распределения, т. е. первое слагаемое в фигурных скобках. Выражение (33) получено при  $\alpha = 4$ , но и при других возможных спектральных индексах  $\alpha$  дисперсионные соотношения будут совпадать. Дисперсионное соотношение для шланговой неустойчивости, полученное в МГД приближении [Blandford, Eichler, 1987], имеет вид

$$\omega = \pm \left( v_a^2 - \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{\rho} \right)^{1/2} k, \quad (34)$$

где  $P_{\parallel} - P_{\perp}$  — разность продольного и поперечного давления относительно направления магнитного поля (анизотропия давления). Соотношение (34) верно на масштабах больше гирорадиусов частиц плазмы. Неустойчивость возникает, когда выражение под корнем в (34) отрицательно. Приведем выражение для анизотропии давления ускоренных частиц, имеющих функцию распределения (22),

$$\begin{aligned} P_{\parallel}^{cr} - P_{\perp}^{cr} &= \frac{3}{5} \chi P^{cr}, \\ P^{cr} &= \frac{1}{3} n_{cr} \int_0^{\infty} v(p) N(p) p^3 dp. \end{aligned} \quad (35)$$

На рис. 4 приводится сравнение показателей роста при  $a = 0.1$ , полученных из (24) и из работы [Bykov et al., 2011b]. В этой работе предполагалось, что на масштабах меньше минимального гирорадиуса ускоренных частиц существует развитая турбулентность с уровнем флуктуаций поля порядка среднего поля  $B_0$ , усиленная механизмом Белла. По масштабам меньше минимального гирорадиуса ускоренных частиц было произведено усреднение. При усреднении уравнений (3) и (4) в работе [Bykov et al., 2011b] были получены ненулевые пондеромоторные силы в уравнениях для средних величин, справедливых на масштабах выше масштаба усреднения. Пондеромоторные силы могут возникнуть при усреднении квадратичных комбинаций флуктуирующих величин  $\langle (\mathbf{u}' \nabla) \mathbf{u}' \rangle$  и  $\langle \mathbf{u}' \times \mathbf{b}' \rangle$ . Уравнения для усред-



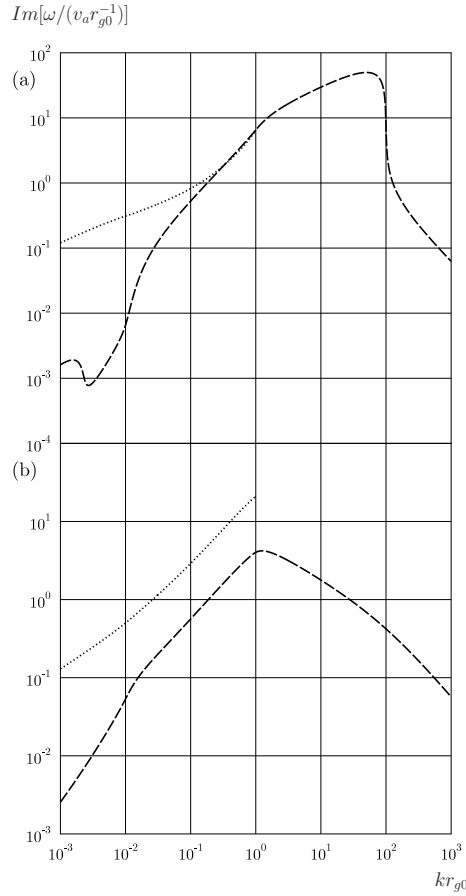


Рис. 4. Показатели роста длинноволновых мод для двух круговых поляризацій [Bykov et al., 2013] при значении столкновительного параметра  $a = 0.1$ . Право- (a) и левополяризованные (b) моды распространяются вдоль постоянного магнитного поля. Показатели роста, полученные на основе выражения (38), показаны пунктирной кривой. Безразмерная среднеквадратичная амплитуда белловской турбулентности  $N_B = 1$  и параметр перемешивания  $\xi = 3$ . Штриховая кривая соответствует показателям роста, полученным из (24), и показанным на рис. 3

ненных величин, по сравнению с уравнениями (12) и (13), дополнены данными квадратичными комбинациями

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \nabla \times \langle \mathbf{u}' \times \mathbf{b}' \rangle, \quad (36)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} \right) = -\rho \langle (\mathbf{u}' \nabla) \mathbf{u}' \rangle + \frac{1}{4\pi} \langle (\nabla \times \mathbf{b}') \times \mathbf{b}' \rangle - \nabla p_g + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \frac{1}{c} (\mathbf{j}^{cr} - en_{cr} \mathbf{u}) \times \mathbf{B} - \int \mathbf{p} I[f] d^3 p, \quad (37)$$

Выражение пондеромоторных сил через средние значения крупномасштабного тока ускоренных частиц представляет собой нетривиальную проблему. В работе [Bykov et al., 2011b] пондеромоторные силы вычислены, используя приближенную процедуру, предложенную в динамо-теории [Blackman, Field, 2002; Brandenburg, 2009]. Усредненные в рамках  $\alpha$ -динамо-теории квадратичные комбинации пропорциональны крупномасштабным величинам, в том числе и крупномасштабному току ускоренных частиц. Возмущения крупномасштабных величин вызывают возмущение мелкомасштабной турбулентности. Усредненные квадратичные комбинации в уравнениях (36), (37) выражают обратное нелинейное действие мелкомасштабных полей и движения на крупномасштабное состояние. Здесь приведено дисперсионное соотношение, впервые полученное в [Bykov et al., 2011b], но в дальнейшем улучшенное в [Bykov et al., 2013] за счет более аккуратного учета интеграла столкновений в форме (20) в уравнении движения фоновой плазмы (в работе [Bykov et al., 2011b] такой учет не производился, а диапазон длин волн разбивался на области применимости двух его асимптотических представлений). Дисперсионное соотношение имеет вид [Bykov et al., 2013]

$$\begin{aligned} \omega^2 - k^2 v_a^2 \mp \omega i k \frac{\alpha_t}{4\pi\rho} \left[ \frac{1}{2} \left( k_0 A_0(x_0, x_m) + \frac{4\pi e n_{cr} \chi}{B_0} A_1(x_0, x_m) \right) + \frac{3}{2} k_0 \right] \pm \\ \pm k v_a^2 \left( 1 + \frac{\varkappa_t}{B_0} \right) \left[ \left( k_0 A_0(x_0, x_m) + \frac{4\pi e n_{cr} \chi}{B_0} A_1(x_0, x_m) \right) - k_0 \right] + \\ + i a k v_a^2 \left( k_0 A_0(x_0, x_m) + \frac{4\pi e n_{cr} \chi}{B_0} A_1(x_0, x_m) \right) = 0, \quad (38) \end{aligned}$$

где  $\alpha_t$  — средний коэффициент, связанный с усреднением комбинации  $\langle \mathbf{u}' \times \mathbf{b}' \rangle$  в уравнении индукции магнитного поля,  $\varkappa_t$  — средний коэффициент, связанный с усреднением комбинации  $\langle (\mathbf{u}' \nabla) \mathbf{u}' \rangle$  в уравнении движения фоновой плазмы. Последнее слагаемое в этом соотношении соответствует вкладу интеграла столкновений, также в нем учитывается отклик тока, связанный с анизотропией давления в невозмущенной функции распределения. Эти вклады пропорциональны  $\chi$ , они незначительно меняют показатели роста по сравнению с работой [Bykov et al., 2011b].

В работе [Bykov et al., 2011b] сделаны следующие оценки коэффициентов  $k_0 \alpha_t / (4\pi\rho) \approx 2\pi\sqrt{\xi} N_B v_a$ ,  $\varkappa_t / B_0 = \pi N_B$ ,  $N_B = \langle b_B^2 \rangle^{1/2} / B_0$ ,  $\langle b_B^2 \rangle$  — средний квадрат поля, усиленного белловской неустойчивостью,  $\xi$  — безразмерный параметр, определяющий масштаб перемешивания этой турбулентности. Для построения графиков на рис. 4 брались значения  $N_B = 1$ ,  $\xi = 3$ . Вклад в дисперсионное соотношение (38), пропорциональный  $\alpha_t$ , возникает при усреднении уравнения индукции магнитного поля. Часть вклада, непропорциональная отклику тока, связана с гиротропностью турбулентных мод, усиленных белловской неустойчивостью (согласно классической  $\alpha$ -динамо-теории генерация подавляется, когда плотность энергий мелкомасштабных мод, содержащаяся в колебаниях скорости, становится равна плотности энергии, содержащейся в магнитном поле; это происходит, например, для альвеновских мод). Однако для белловских мод при  $k \ll k_0$ , плотность энергий колебаний скорости много больше плотности энергии, содержащейся в магнитном поле. В работе [Bykov et al., 2011b] предполагалось, что наибольшей амплитудой обладают моды, усиленные белловским механизмом именно в диапазоне длин волн  $k \ll k_0$ . Вклады, пропорциональные отклику крупномасштабного тока, возникают в связи с тем, что в уравнения, описывающие мелкомасштабные моды в белловском диапазоне длин волн, входят слагаемые, пропорциональные крупномасштабному току. Дисперсионное соотношение (38) получено на основе предположений о виде корреляционных

тензоров мод, усиленных белловским механизмом, а также об отношении средней плотности энергии, содержащейся в колебаниях скорости мод, к плотности энергии, содержащейся в магнитном поле (в работах [Bykov et al., 2011b; Bykov et al., 2013] эти предположения обсуждены более подробно и обоснованы). При выводе соотношения (38), амплитуды возмущения крупномасштабного тока ускоренных частиц и крупномасштабной индукции магнитного поля считались малыми по сравнению с сонаправленными им невозмущенными током ускоренных частиц и индукцией магнитного поля соответственно. Выше мы использовали приближение среднего поля, предложенное в работах [Blackman, Field, 2002; Brandenburg, 2009], для вычисления пондеромоторных сил. Ввиду важности длинноволновой неустойчивости для анализа максимальных энергий частиц, ускоренных ударной волной, и ограниченных возможностей аналитических моделей сильной турбулентности, существенно выполнить прямое численное моделирование зависимости пондеромоторных сил от крупномасштабного тока ускоренных частиц.

## 5. Угловая зависимость акустической неустойчивости в приближении ВКБ

Наиболее полное исследование акустической неустойчивости рассмотренной [Drury, Falle, 1986] в приближении ВКБ с учетом магнитного поля было выполнено в работе [Chalov, 1988a]. В этой работе было проведено исследование показателя роста при произвольном направлении распространения моды относительно постоянного магнитного поля и для произвольного направления магнитного поля относительно направления градиента давления ускоренных частиц. При вычислении отклика давления предполагалась зависимость коэффициента диффузии ускоренных частиц как от плотности вещества, так и от возмущения магнитного поля. Получено, что при сильной анизотропии коэффициента диффузии ускоренных частиц, максимум роста преимущественно приходится на моды, распространяющиеся почти поперечно относительно постоянного магнитного поля. В работах [Drury, Falle, 1986; Chalov, 1988a] неустойчивость исследована на основе системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} &= -\frac{\nabla (p_g + p_{cr})}{\rho} + \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi\rho}, \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \\ \frac{\partial p_g}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) p_g + \gamma_g p_g \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0, \\ \frac{\partial p_{cr}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) p_{cr} + \gamma_{cr} p_{cr} \nabla \cdot \mathbf{u} &= \nabla_\alpha \varkappa_{\alpha\beta} \nabla_\beta p_{cr}, \end{aligned} \quad (39)$$

где  $\mathbf{u}$ ,  $\rho$  и  $p_g$  — скорость, плотность и давление фоновой плазмы соответственно,  $p_{cr}$  — давление ускоренных частиц,  $\varkappa_{\alpha\beta}$  — тензор диффузии ускоренных частиц,  $\gamma_g$ ,  $\gamma_{cr}$  — показатели адиабаты фоновой плазмы и ускоренных частиц соответственно.

Уравнение для давления ускоренных частиц в (39) получено из конвекционно-диффузионного уравнения для ускоренных частиц. Диффузионное приближение верно для возмущений, масштаб которых больше длины пробега ускоренных частиц. В работе [Bykov et al., 2011b] для случая длин волн, больших длины пробега, отклик тока и давления ускоренных частиц на основе кинетического уравнения вычислялись именно в диффузионном приближении. В этой работе показано, что полученный отклик тока совпадает с точной асимптотикой в этой области длин волн

для несжимаемых мод, распространяющихся вдоль постоянного магнитного поля. В работе [Schure, Bell, 2011] для несжимаемых волн, распространяющихся вдоль постоянного магнитного поля, показано, что при вычислении отклика тока ускоренных частиц на длинах волн, меньших или порядка длины пробега ускоренных частиц, необходимо учитывать в уравнениях возмущенный тензор напряжений (отступление от диффузионного приближения).

Приведем показатель роста энергии мод, полученный в [Chalov, 1988] для случая упрощенной геометрии и особых свойств тензора диффузии ускоренных частиц, когда градиент давления ускоренных частиц сонаправлен с постоянным магнитным полем и не зависит от возмущения магнитного поля

$$\Gamma = \frac{v_m^2 - v_a^2}{2v_m^2 - (v_s^2 + v_a^2)} \left\{ -\frac{\gamma_{cr} p_{cr0}}{\rho_0} \frac{k^2}{\varkappa_{0\parallel} k_{\parallel}^2 + \varkappa_{0\perp} k_{\perp}^2} \frac{v_m^2 - v_a^2 (k_{\parallel}^2/k^2)}{v_m^2 - v_a^2} \pm \frac{p'_{cr0}}{\rho_0 v_m} \frac{k_{\parallel}}{k} \left[ 1 + \frac{\varsigma \varkappa_{0\parallel} k^2}{\varkappa_{0\parallel} k_{\parallel}^2 + \varkappa_{0\perp} k_{\perp}^2} \frac{v_m^2 - C_a^2 (k_{\parallel}^2/k^2)}{V_m^2 - C_a^2} \right] \right\}, \quad (40)$$

где  $p_{cr0}$  — невозмущенное давление ускоренных частиц,  $p'_{cr0}$  — значение градиента невозмущенного давления ускоренных частиц,  $k_{\parallel}$  и  $\varkappa_{0\parallel}$  — невозмущенные продольные относительно постоянного магнитного поля волновое число и компонента тензора диффузии ускоренных частиц соответственно,  $k_{\perp}$  и  $\varkappa_{0\perp}$  — невозмущенные поперечные относительно постоянного магнитного поля волновое число и компонента тензора диффузии ускоренных частиц, фазовая скорость мод

$$v_m = \left[ v_s^2 + v_a^2 \pm \frac{1}{2} \left( (v_s^2 + v_a^2)^2 - 4v_s^2 v_a^2 \frac{k_{\parallel}^2}{k^2} \right)^{1/2} \right]^{1/2}.$$

При выводе данного соотношения предполагалось, что компоненты тензора диффузии ускоренных частиц  $\varkappa_{\parallel,\perp} \sim \rho^{\varsigma}$ .

В работе [Chalov, 1988a] рассматривалось произвольное направление постоянного магнитного поля и учитывалась зависимость коэффициента диффузии от возмущения магнитного поля; здесь для наглядности использован частный случай. В работе [Chalov, 1988a] отмечено, что учет зависимости тензора диффузии от возмущения магнитного поля качественно приводит к той же угловой зависимости показателя роста, что и учет только зависимости тензора диффузии от возмущения плотности. Этот вывод подтверждается результатами [Bykov et al., 2011b], где учитывалась зависимость только от возмущения поля, но не от плотности.

В (40) первое слагаемое в фигурных скобках отвечает за поглощение мод, оно впервые получено в [Ptuskin, 1981], второе слагаемое определяет рост или ослабление мод за счет наличия градиента давления ускоренных частиц. Первое слагаемое в квадратных скобках связано с силой, пропорциональной произведению градиента давления ускоренных частиц и возмущения плотности среды, возникающей во втором уравнении системы (39); второе слагаемое в квадратных скобках связано с откликом давления ускоренных частиц на возмущения плотности из-за зависимости от нее тензора диффузии ускоренных частиц; отклик определяется последним уравнением системы (39). В работе [Drury, Downes, 2012] проведено численное исследование задачи без применения ВКБ-приближения, но также и без учета отклика давления ускоренных частиц.

В литературе часто обсуждается показатель роста при сильной анизотропии коэффициента диффузии ускоренных частиц,  $\varkappa_{0\parallel} \gg \varkappa_{0\perp}$ . В этом случае максимум показателя роста достигается при углах между направлениями магнитного поля

и волнового вектора  $\vartheta$ , близких к  $\pi/2$ , и определяется вторым слагаемым в квадратных скобках выражения (40). Вид угловой зависимости, как видно из (40), в основном определяется угловой зависимостью множителя

$$G_0(\vartheta) = \frac{\cos \vartheta}{\cos^2 \vartheta + \frac{\varkappa_{0\perp}}{\varkappa_{0\parallel}} \sin^2 \vartheta}, \quad (41)$$

где  $k_{\parallel}/k = \cos \vartheta$ ,  $k_{\perp}/k = \sin \vartheta$ . При сильной анизотропии коэффициента диффузии ускоренных частиц и для рассеяний, рассмотренных в параграфе 3, (здесь использован параметр  $a$ , введенный в параграфе 3)  $\varkappa_{0\perp}/\varkappa_{0\parallel} \approx (r_g/\Lambda)^2 = a^2$  в соответствии с [Toptygin, 1983], где  $\Lambda$  — длина свободного пробега ускоренной частицы. Поскольку в значимых по  $\vartheta$  диапазонах при данных условиях  $\sin \vartheta \approx 1$  (и в [Bykov et al., 2011b], где рассматривался отклик на возмущение магнитного поля было получено, что в знаменателе (41), вместо  $\sin \vartheta$  стоит 1) далее рассмотрим упрощенный множитель (41), как характерный вид угловой зависимости показателя роста

$$G(\vartheta) = \frac{\cos \vartheta}{\cos^2 \vartheta + a^2}. \quad (42)$$

Легко видеть, что максимум (42) лежит при  $\cos \vartheta_{\max} = a$  и, соответственно, максимальное значение (42)  $G_{\max}(\vartheta_{\max}) = 1/2a$ . Угловые зависимости приведены на рис. 5 для различных значений  $a$ .

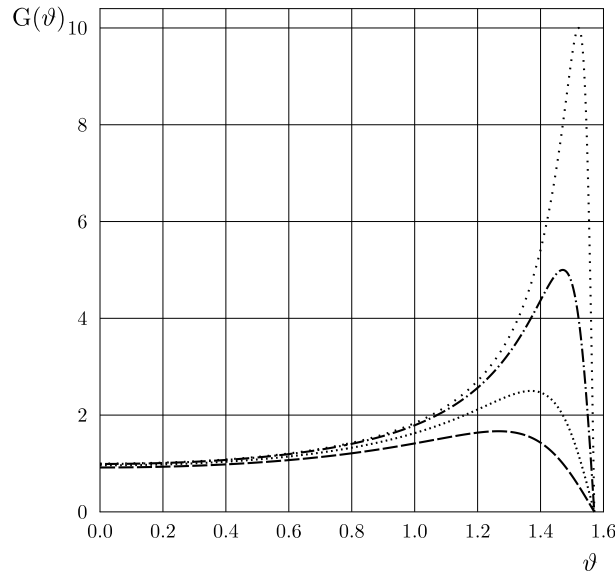


Рис. 5. Характерная угловая зависимость показателя роста акустических мод (40), для  $a = 0.3$  (штриховая кривая),  $a = 0.2$  (пунктирная кривая),  $a = 0.1$  (штрих-пунктирная кривая),  $a = 0.05$  (редкая пунктирная кривая) [Bykov et al., 2013]

Первое слагаемое в соотношении (40) не влияет на максимальный показатель роста при  $a \rightarrow 0$ , до тех пор пока оно мало по сравнению со вторым слагаемым в квадратных скобках, т. е. пока  $\frac{\gamma_{cr} a \zeta \varkappa_{0\parallel}}{\gamma_{cr} p_{cr0} v_m} > 1$ . Если оценить масштаб градиента, как  $L \sim \varkappa_{0\parallel}/u_s$ , а  $\gamma_{cr}, \zeta \sim 1$ , то это соотношение переходит в  $au_s/v_m > 1$ .

## 6. Поляризация и направление распространения мод

Направление распространения моды определяется знаком вещественной части частоты. Нас интересует направление распространения усиливающихся мод.

Рассмотрим случай, наиболее обсуждаемый в литературе, когда волновой вектор направлен вдоль невозмущенного магнитного поля, которое сонаправлено с градиентом давления. Случай несжимаемых мод в такой геометрии рассмотрен выше и для этого случая значения мнимых частей частот усиливающихся мод приведены на рис. 3. В этих модах возмущения полей и скорости фоновой плазмы поперечны к направлению волнового вектора и обладают круговой поляризацией. Как видно из рис. 3, противоположные циркулярные поляризации мод могут усиливаться с различной эффективностью, что приводит к гиротропии усиленной турбулентности. Сильное различие в показателях роста различных круговых поляризаций наблюдается там, где доминирует белловский вклад, особенно при максимальных показателях роста в области масштабов  $kr_{g0} > 1$ . В области, где доминирует резонансный вклад, особенно в бесстолкновительном случае ( $a = 0$ ), обе круговые поляризации усиливаются с близкими показателями роста, т. е. гиротропия среды не генерируется. В области масштабов, где доминирует шланговый вклад, также усиливаются обе круговые поляризации с близкими показателями роста. Растущие моды на масштабах, где доминируют вклады, связанные с токовой анизотропией невозмущенной функции распределения, распространяются в направлении тока ускоренных частиц. В столкновительном случае в области масштабов, где доминирует шланговый вклад в дисперсионное соотношение, связанный с анизотропией давления невозмущенной функции распределения, усиливающиеся моды различной круговой поляризации распространяются в противоположные стороны. В бесстолкновительном случае ( $a = 0$ ) вещественная часть частоты равна нулю в этой области параметров. В рассмотренной здесь геометрии существуют сжимаемые моды, которые связаны с наличием градиента давления ускоренных частиц (акустическая неустойчивость), эти моды не связаны с возмущением индукции магнитного поля.

При распространении мод под углом к невозмущенному магнитному полю, поляризация усиливающихся мод может быть эллиптической, при их распространении, перпендикулярно невозмущенному магнитному полю, поляризация чаще всего оказывается линейной.

Отношение плотности кинетической энергии колебаний к плотности магнитной энергии может быть как больше, так и меньше единицы (для альвеновских мод это отношение равно единице).

## 7. Выводы

В работе рассмотрены нерезонансные длинноволновые неустойчивости анизотропных распределений ускоренных частиц в окрестности сильных УВ остатков сверхновых. Длинноволновые флуктуации магнитного поля играют ключевую роль в определении максимальных энергий частиц ускоренных механизмом Ферми в остатках сверхновых. Характерное время роста возмущений магнитного поля на рис. 3 и 4 для случая остатков сверхновых может быть оценено как

$$\frac{r_{g0}}{v_a} = 1.4 \times 10^7 \left( \frac{B_0}{1 \text{ мкГ}} \right)^{-2} \left( \frac{n}{1 \text{ см}^{-3}} \right)^{1/2} \left( \frac{p_0}{m_p c} \right) \text{ с},$$

что позволяет усиливать длинноволновые флуктуации магнитного поля в остатках сверхновых.

Работа выполнена при частичной поддержке программы ОФН РАН 15.

## Список литературы

- [Amato, Blasi, 2009] *Amato E., Blasi P.* A kinetic approach to cosmic-ray-induced streaming instability at supernova shocks // *MNRAS*. 2009. V. 392. P. 1591–1600.
- [Balogh, Treumann, 2013] *Balogh A., Treumann R.A.* Physics of Collisionless Shocks, 2013.
- [Bell, 2004] *Bell A.R.* Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays // *MNRAS*. 2004. V. 353. P. 550–558.
- [Bell, 2005] *Bell A.R.* The interaction of cosmic rays and magnetized plasma // *MNRAS*. 2005. V. 358. P. 181–187.
- [Blackman, Field, 2002] *Blackman E.G., Field G.B.* New Dynamical Mean-Field Dynamo Theory and Closure Approach // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89(26). P. 265007.
- [Blandford, Eichler, 1987] *Blandford R., Eichler D.* Particle acceleration at astrophysical shocks: A theory of cosmic ray origin // *Phys. Repts.* 1987. V. 154. P. 1–75.
- [Brandenburg, 2009] *Brandenburg A.* Advances in Theory and Simulations of Large-Scale Dynamos // *Space Sci. Rev.* 2009. V. 144. P. 87–104.
- [Bykov et al., 2012] *Bykov A., Gehrels N., Krawczynski H. et al.* Particle Acceleration in Relativistic Outflows // *Space Sci. Rev.* 2012. V. 173. P. 309–339.
- [Bykov et al., 2013] *Bykov A.M., Brandenburg A., Malkov M.A., Osipov S.M.* Microphysics of Cosmic Ray Driven Plasma Instabilities // *Space Sci. Rev.* 2013. V. 178. P. 201–232.
- [Bykov et al., 2011] *Bykov A.M., Ellison D.C., Osipov S.M. et al.* X-ray Stripes in Tycho's Supernova Remnant: Synchrotron Footprints of a Nonlinear Cosmic-ray-driven Instability // *Astrophys. J. Lett.* 2011. V. 735. P. L40.
- [Bykov et al., 2011a] *Bykov A.M., Gladilin P.E., Osipov S.M.* Particle acceleration at supernova shocks in young stellar clusters // *Memorie della Societa Astronomica Italiana*. 2011. V. 82. P. 800.
- [Bykov et al., 2011b] *Bykov A.M., Osipov S.M., Ellison D.C.* Cosmic ray current driven turbulence in shocks with efficient particle acceleration: the oblique, long-wavelength mode instability // *MNRAS*. 2011. V. 410. P. 39–52.
- [Bykov, Treumann, 2011] *Bykov A.M., Treumann R.A.* Fundamentals of collisionless shocks for astrophysical application, 2. Relativistic shocks // *Astron. Astroph. Rev.* 2011. V. 19. P. 42.
- [Chakraborti et al., 2011] *Chakraborti S., Ray A., Soderberg A.M. et al.* Ultra-high-energy cosmic ray acceleration in engine-driven relativistic supernovae // *Nature Communications*. 2011. V. 2.
- [Chalov, 1988] *Chalov S.V.* Diffusive Shock Instability in Plasma Modified by Cosmic-Rays // *Soviet Astron. Lett.* 1988. V. 14. P. 114.
- [Chalov, 1988a] *Chalov S.V.* Instability of the structure of strong oblique MHD cosmic-ray shocks // *Astrophys. Space Sci.* 1988. V. 148. P. 175–187.
- [Drury, Downes, 2012] *Drury L.O., Downes T.P.* Turbulent magnetic field amplification driven by cosmic ray pressure gradients // *MNRAS*. 2012. V. 427. P. 2308–2313.
- [Drury, Falle, 1986] *Drury L.O., Falle S.A.E.G.* On the Stability of Shocks Modified by Particle Acceleration // *MNRAS*. 1986. V. 223. P. 353.
- [Eriksen et al., 2011] *Eriksen K.A., Hughes J.P., Badenes C. et al.* Evidence for Particle Acceleration to the Knee of the Cosmic Ray Spectrum in Tycho's Supernova Remnant // *Astrophys. J. Lett.* 2011. V. 728. P. L28.
- [Helder et al., 2012] *Helder E.A., Vink J., Bykov A.M. et al.* Observational Signatures of Particle Acceleration in Supernova Remnants // *Space Sci. Rev.* 2012. V. 173. P. 369–431.
- [Kennel et al., 1985] *Kennel C.F., Edmiston J.P., Hada T.* A quarter century of collisionless shock research // *Geophysical Monograph Series*. V. 34. Washington DC: AGU, 1985. P. 1–36.
- [Noerdlinger, Yui, 1968] *Noerdlinger P.D., Yui A.K.-M.* Persistence of the Firehouse Instability in Highly Relativistic Plasmas // *Astrophys. J.* 1968. V. 151. P. 901.
- [Nozdachev et al., 1995] *Nozdachev M.N., Petrukovich A.A., Juchniewicz J.* ULF/ELF monochromatic oscillations observed by Prognos-8 and -10 spacecrafts during



- quasiperpendicular supercritical shock crossings // *Annales Geophysicae*. 1995. V. 13. P. 573–582.
- [Ptuskin, 1981] *Ptuskin V.S.* Influence of cosmic rays on propagation of long magneto hydrodynamic waves // *Astrophys. Space Sci.* 1981. V. 76. P. 265–278.
- [Sagdeev, 1966] *Sagdeev R.Z.* Cooperative Phenomena and Shock Waves in Collisionless Plasmas // *Reviews of Plasma Physics*. V. 4. 1966. P. 23, 1966.
- [Schure, Bell, 2011] *Schure K.M., Bell A.R.* A long-wavelength instability involving the stress tensor // *MNRAS*. 2011. V. 418. P. 782–788.
- [Shapiro et al., 1998] *Shapiro V.D., Quest K.B., Okolicsanyi M.* Non-resonant firehose instability: Consequences for the theory of cosmic ray acceleration // *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25. P. 845–848.
- [Toptygin, 1983] *Toptygin I.N.* Cosmic rays in interplanetary magnetic fields, 1983.
- [Tremann, 2009] *Tremann R.A.* Fundamentals of collisionless shocks for astrophysical application, 1. Non-relativistic shocks // *Astron. Astroph. Rev.* 2009. V. 17. P. 409–535.
- [Tsurutani, Lin, 1985] *Tsurutani B.T., Lin R.P.* Acceleration of greater than 47 keV ions and greater than 2 keV electrons by interplanetary shocks at 1 AU // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90. P. 1–11.

### V.3. ПОГЛОЩАЮЩАЯ СФЕРА В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ, СТАРАЯ ЗАДАЧА В СВЕТЕ НОВЫХ ПОДХОДОВ

*В. Л. Красовский, А. А. Киселёв, М. С. Долгонос*  
Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

#### 1. Введение

Изучение структуры возмущения плазмы поглощающим телом сферической формы привлекает внимание многие годы, начиная с пионерских исследований Ленгмюра газоразрядной плазмы [Mott-Smith, Langmuir, 1926; Langmuir, Mott-Smith, 1924; Langmuir, Blodgett, 1924; Langmuir, 1929] и последующих работ по теории электрического зонда [Каган, Перель, 1955; Allen et al., 1957; Bernstein, Rabinowitz, 1959; Каган, Перель, 1963]. После запуска первого искусственного спутника Земли [Грингауз, Зеликман, 1957] возникла необходимость исследования взаимодействия тел с космической плазмой, что послужило дополнительным импульсом к анализу задачи применительно к космическим условиям [Гуревич, 1963; Гуревич, 1963а; Гуревич, 1964; Альперт и др., 1964; Альперт, 1974; Laframboise, 1966; Whipple, 1981; Goertz, 1989]. Наконец, в последние десятилетия интерес к задаче о поглощающей сфере вновь возрос в связи с развитием физики пылевой плазмы [Goertz, 1989; Цытович, 1997; Shukla, 2002; Фортгов, Морфилл, 2012]. Литература по данной тематике необычайно обширна ввиду разнообразия приложений этой классической задачи физики плазмы. Поэтому здесь, помимо уже отмеченных основополагающих работ и обзоров, мы вынужденно ограничиваемся упоминанием лишь литературных источников, наиболее близко касающихся содержания нашей статьи.

Несмотря на кажущуюся простоту задачи, попытка ее строгого решения наталкивается на ряд трудностей как математического характера, так и обоснования постановки и методов решения. Причины этих трудностей обсуждались, в частности, в статьях [Гуревич, 1963; Гуревич, 1963а; Гуревич, 1964], результаты и техника расчетов которых суммированы в широко известной книге [Альперт и др., 1964]. Хотя вплоть до настоящего времени по-прежнему большое внимание уделяется приближенным методам [Shukla, 2002; Фортгов, Морфилл, 2012; Allen, 1992; Kennedy, Allen, 2002; Kennedy, Allen, 2003], уже в этих статьях продемонстрированы возможности последовательного решения задачи на основе кинетической теории [Bernstein, Rabinowitz, 1959]. По существу, в [Bernstein, Rabinowitz, 1959; Гуревич, 1963; Гуревич, 1963а; Гуревич, 1964] указаны пути наиболее детального описания структуры возмущения плазмы поглощающей сферой и определения пространственной зависимости самосогласованного электрического поля в окрестности сферы в условиях применимости уравнения Власова.

В литературе неоднократно указывалось на трудность принципиального характера, препятствующую построению замкнутых теоретических моделей возмущения плазмы [Bernstein, Rabinowitz, 1959; Гуревич, 1963; Гуревич, 1963а; Гуревич, 1964; Альперт и др., 1964; Альперт, 1974]. В большинстве работ, посвященных определению характеристик плазмы и пространственной зависимости электрического поля, рассматриваются возможные состояния равновесия физической системы.

Однако специфика задачи в том, что функция распределения частиц, захваченных в ямы эффективного потенциала и движущихся по финитным траекториям около сферы, остается неопределенной при таком подходе [Гуревич, 1963; Альперт и др., 1964], что влечет за собой отсутствие единственности решения. Возможные пути преодоления этой трудности также указаны в [Гуревич, 1963; Альперт и др., 1964]. Первый из них, предполагающий учет столкновений между частицами, впервые продемонстрирован в [Гуревич, 1963], где кинетическое уравнение было дополнено столкновительным членом, описывающим соударения электронов с нейтральными частицами. В результате, была определена функция распределения захваченных электронов, а позднее в [Гуревич, 1964; Альперт и др., 1964] решено уравнение Пуассона с учетом их вклада в экранирование положительно заряженной сферы. В случае отрицательно заряженной сферы, методически близкий подход к определению функции распределения захваченных ионов использован в [Goree, 1992; Lampe et al., 2003], где учтены процессы перезарядки ионов с нейтральными молекулами. Может, однако, возникнуть иллюзия того, что в пределе исчезающе малой частоты столкновений  $\nu$  полученные решения остаются в силе, и, таким образом, применимы к условиям бесстолкновительной плазмы [Lampe et al., 2003; Sukhinin, 2009; Sukhinin, 2009a]. По-видимому, подобное заблуждение привело автора статьи [Goree, 1992] к ошибочному выводу о том, что явление захвата несущественно в разреженной космической плазме. В действительности, к предельному переходу  $\nu \rightarrow 0$  следует относиться с большой осторожностью, так как он автоматически предполагает рассмотрение очень больших временных и пространственных масштабов. С другой стороны, хорошо известно, что бесстолкновительная плазма — крайне подвижная и часто неустойчивая среда. Таким образом, в рассматриваемом пределе даже очень слабая неустойчивость способна перевести плазму в иное состояние, которое может значительно отличаться от состояния, описываемого решением кинетического уравнения при конечном значении частоты столкновений. Исследование возможных состояний равновесия на устойчивость и представляет собой второй путь определения функции распределения захваченных частиц и замкнутого решения задачи, хотя на этом пути можно предвидеть большие математические трудности. Насколько известно, попыток анализа устойчивости возмущенной плазмы не предпринималось до сих пор. Наконец, третий путь определения функции распределения захваченных частиц, также отмеченный в [Гуревич, 1963; Альперт и др., 1964], сводится к постановке задачи с начальными условиями, решение которой позволило бы определить единственное и заведомо устойчивое состояние равновесия плазмы со вполне определенной функцией распределения. Хотя задача в нестационарной постановке слишком сложна для аналитического решения, она вполне решается методами численного моделирования [Choi, Kushner, 1994; Lapenta, 2003].

Переходя к содержанию данной статьи, прежде всего отметим, что ниже рассматривается только полностью бесстолкновительная плазма в условиях применимости уравнения Власова. Основная цель выполненных расчетов продиктована стремлением продвинуться на пути последовательного и достаточно строгого описания рассматриваемой физической системы. В работе предпринята попытка, с одной стороны, обобщить известные результаты [Bernstein, Rabinowitz, 1959; Гуревич, 1963; Альперт и др., 1964], с акцентом на наиболее общие физические закономерности, свойственные равновесному состоянию системы, а с другой, по возможности, записать результаты в достаточно универсальном и, вместе с тем, компактном виде. В частности, многие расчеты и выводы опираются на существование важного параметра задачи — внешнего радиуса области захвата, за пределы которой не выходят финитные орбиты захваченных ионов. Кроме того, приводятся уравнения для основных моментов функций распределения электронов и ионов, и обсуждаются следствия,

вытекающие из этих уравнений. Статья содержит также ряд попутных вычислений, представляющих интерес для подробного анализа равновесных состояний, а также исследования энергетики и устойчивости плазмы. В частности, найдены выражения для энергетических величин и баунс-частот частиц, захваченных в ямы эффективного потенциала. Наконец, вышеупомянутый материал может служить достаточно полным введением, полезным для интерпретации результатов численного моделирования процессов захвата ионов на основе описания динамики частиц каноническими уравнениями движения.

## 2. Основные уравнения

Рассмотрим возмущение изотропной бесстолкновительной плазмы, обусловленное поглощающим телом сферической формы. Как и в большинстве предшествующих работ, нас будут интересовать параметры возмущения плазмы вне сферы и взаимосвязи физических величин в равновесном состоянии. Будем считать, что выполнены условия применимости кинетического уравнения Власова для описания плазмы. Граничное условие на сфере для уравнения Власова соответствует полному поглощению всех частиц, при движении достигающих поверхности сферы. Естественными граничными условиями для функций распределения электронов и ионов на бесконечности ( $r = \infty$ ) являются некоторые невозмущенные изотропные в пространстве скоростей функции  $f_{e0}(v)$  и  $f_{i0}(v)$ , где  $v$  — модуль скорости частицы.

Ниже, для краткости записи, будем использовать безразмерную форму уравнений. Так как в бесстолкновительной плазме невозмущенные распределения частиц  $f_{e0}(v)$ ,  $f_{i0}(v)$ , вообще говоря, могут отличаться от максвелловских, для определения единиц измерения физических величин удобно воспользоваться понятием среднеквадратичной скорости для электронов и ионов  $c_e = (2\mathcal{E}_{e0}/n_0m_e)^{1/2}$ ,  $c_i = (2\mathcal{E}_{i0}/n_0m_i)^{1/2}$ , где  $n_0$  — невозмущенное значение концентрации плазмы

$$n_0 = n_{e0} = \int d^3v f_{e0} = n_{i0} = \int d^3v f_{i0},$$

а плотности кинетической энергии определены обычным образом

$$\mathcal{E}_{e0} = (m_e/2) \int d^3v f_{e0} v^2, \quad \mathcal{E}_{i0} = (m_i/2) \int d^3v f_{i0} v^2.$$

Используя эти выражения, определим электронный и ионный радиусы экранирования  $d_{e,i} = c_{e,i}/\omega_{e,i}$ , где  $\omega_{e,i} = (4\pi e^2 n_0/m_{e,i})^{1/2}$  — электронная и ионная плазменные частоты. Эффективный дебаевский радиус экранирования определим выражением  $d = d_e d_i \sqrt{2/(d_e^2 + d_i^2)}$ . Введем следующие единицы измерения

$$[r] = R, \quad [n] = n_0, \quad [\phi] = 4\pi e n_0 d^2, \quad [E] = 4\pi e n_0 d^2 / R, \quad (1)$$

где  $r$  — радиальное расстояние,  $\phi$  — электрический потенциал, и  $E$  — электрическое поле. В результате безразмерное уравнение Пуассона, описывающее пространственную зависимость потенциала, с учетом сферической симметрии задачи приобретает вид

$$\frac{D^2}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{d\phi}{dr} = n_e - n_i, \quad E = -\frac{d\phi}{dr}, \quad (2)$$

где  $D \equiv d/R$  — безразмерный дебаевский радиус.

Для определенности будем считать, что сфера заряжена отрицательно, и потенциал на ее поверхности ( $r = 1$ ) равен  $\phi(1) = -A$ . Следуя [Красовский, 2013], введем в рассмотрение функцию  $\alpha(r)$ , описывающую форму потенциала так,

что  $\phi(r) = -A\alpha(r)$ . Удобно использовать также новую независимую переменную  $x = 1/r^2$ . Тогда, форм-функция  $\alpha(x)$  есть монотонно возрастающая функция на отрезке  $0 \leq x \leq 1$ , причем  $\alpha(0) = 0$  и  $\alpha(1) = 1$ .

Здесь мы лишь кратко коснемся динамики заряженных частиц, поскольку движение частицы в центрально-симметричном поле подробно описано в литературе, в частности, применительно к рассматриваемой задаче в [Bernstein, Rabinowitz, 1959; Альперт и др., 1964]. Движение положительно заряженного иона описывается уравнениями Гамильтона вида

$$\begin{aligned} \dot{r} &= \frac{\partial H}{\partial v_r} = v_r, & m_i \dot{v}_r &= -\frac{\partial H}{\partial r} = -\frac{dU}{dr} = \frac{M^2}{m_i r^3} - e \frac{d\phi}{dr}, \\ \dot{\theta} &= \frac{M}{m_i r^2}, & \dot{M} &= 0, & \dot{\gamma} &= 0, & \dot{\delta} &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

с гамильтонианом

$$H = \frac{m_i v_r^2}{2} + U(M, r) = w = \frac{m_i v^2}{2} + e\phi$$

и эффективным потенциалом

$$U = \frac{M^2}{2m_i r^2} + e\phi(r), \quad (4)$$

где  $M = m_i r v_\theta$  — модуль углового момента частицы. Траектория частицы лежит в плоскости перпендикулярной вектору  $\mathbf{M} = m_i(\mathbf{r} \times \mathbf{v}) = \mathbf{const}$ , который в центральном поле является интегралом движения, как и полная энергия, равная функции Гамильтона  $w = H$  в статическом поле. Как видно из уравнений (3), описание динамики иона сводится к решению уравнений движения частицы с одной степенью свободы в эффективном потенциале  $U$ , причем  $M$  играет роль параметра. В силу сферической симметрии возмущения плазмы сферой, при описании движения частиц в шестимерном фазовом пространстве существенными являются только переменные  $r$ ,  $v_r$  и  $M$ . Циклическая обобщенная координата  $\theta$ , как и постоянные углы  $\gamma$  и  $\delta$ , определяющие ориентацию в пространстве плоскости, в которой лежит траектория индивидуальной частицы, играют пассивную роль. Поэтому функцию распределения можно сразу проинтегрировать по этим переменным. Тогда соответствующее кинетическое уравнение приобретает вид

$$m_i v_r \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{dU(M, r)}{dr} \frac{\partial f}{\partial v_r} = 0. \quad (5)$$

Решением этого уравнения является произвольная функция интегралов движения  $f = f(M, w)$ . Чтобы определить ее в явном виде, необходимо использовать граничные условия. Для электронов выкладки аналогичны: достаточно изменить знак заряда и заменить  $m_i$  на  $m_e$ .

Предполагая далее выполнение расчетов в безразмерном виде, определим теперь единицы измерения физических величин, характеризующих индивидуальные частицы

$$[v_{e,i}] = d\omega_{e,i} A^{1/2}, \quad [w_{e,i}] = eA[\phi], \quad [M_{e,i}] = m_{e,i} R[v_{e,i}], \quad (6)$$

где  $v_{e,i}$ ,  $w_{e,i}$  и  $M_{e,i}$  — скорости, энергии и угловые моменты электронов и ионов соответственно. В результате такого обезразмеривания выражения для полной энергии частиц приобретают очень простой симметричный вид

$$w = v^2/2 \pm \alpha(r), \quad (7)$$

где знаки «+» и «-» соответствуют электронам и ионам. Так как в безразмерном виде угловой момент равен  $M = r v_\perp = r \sqrt{v^2 - v_r^2}$ , энергию (7) можно представить в виде

суммы кинетической энергии радиального движения и эффективной потенциальной энергии  $u$

$$w = v_r^2/2 + u(J, x), \quad (8)$$

$$u_i = M^2/2r^2 - \alpha(r) = xJ - \alpha(x), \quad u_e = M^2/2r^2 + \alpha(r) = xJ + \alpha(x), \quad (9)$$

где  $J \equiv M^2/2 = \text{const}$ , и  $x = 1/r^2$ .

Далее нас будут интересовать основные моменты функций распределения электронов и ионов, т. е. концентрации, плотности токов, плотности энергии и плотности потоков энергии

$$n_{i,e} = \int d^3v f_{i,e}, \quad j_{i,e} = \pm e \int d^3v f_{i,e} v_r,$$

$$\mathcal{E}_{i,e} = (m_{i,e}/2) \int d^3v f_{i,e} v^2, \quad S_{i,e} = (m_{i,e}/2) \int d^3v f_{i,e} v^2 v_r.$$

В выражении для плотности тока ионной компоненте соответствует знак «+». Определим соответствующие единицы измерения этих величин

$$[f_{e,i}] = n_0/[v_{e,i}]^3, \quad [j_e] = [j] = en_0[v_e], \quad [j_i] = en_0[v_i],$$

$$[\mathcal{E}] = [\mathcal{E}_{e,i}] = [\mathcal{E}_F] = 4\pi(en_0d)^2, \quad [S_e] = [S] = m_e n_0(\omega_e d)^3, \quad [S_i] = m_i n_0(\omega_i d)^3. \quad (10)$$

Заметим, что единицы измерения плотности тока и плотности потока энергии различны для электронов и ионов. Суммарные плотности тока и потока энергии измеряются в тех же единицах, что и соответствующие величины для электронов. Плотность электростатической энергии  $E^2/8\pi$  обозначена  $\mathcal{E}_F$ . Полная плотность кинетической энергии плазмы равна  $\mathcal{E}_{kin} = \mathcal{E}_e + \mathcal{E}_i$ , а для полных плотностей тока и потока энергии в безразмерном виде имеем  $j = j_e + \mu j_i$ ,  $S = S_e + \mu S_i$ , где  $\mu \equiv (m_e/m_i)^{1/2}$ . Полная плотность энергии определяется выражением  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{kin} + \mathcal{E}_F$ , где  $\mathcal{E}_F = D^2(E^2/2)$ .

Переход к новым переменным интегрирования с использованием новых единиц измерения позволяет переписать выражения для основных моментов функций распределения в виде

$$n_{i,e} = (2\pi x) \int_0^\infty dJ \int_{u_{i,e}}^\infty \frac{dw(f_{i,e}^+ + f_{i,e}^-)}{\sqrt{2(w - u_{i,e})}}, \quad (11)$$

$$j_{i,e} = \pm(2\pi x)A^{1/2} \int_0^\infty dJ \int_{u_{i,e}}^\infty dw(f_{i,e}^+ - f_{i,e}^-), \quad (12)$$

$$\mathcal{E}_{i,e} = \pm A\alpha n_{i,e} + (2\pi x)A \int_0^\infty dJ \int_{u_{i,e}}^\infty \frac{dww(f_{i,e}^+ + f_{i,e}^-)}{\sqrt{2(w - u_{i,e})}}, \quad (13)$$

$$S_{i,e} = A\alpha j_{i,e} + (2\pi x)A^{3/2} \int_0^\infty dJ \int_{u_{i,e}}^\infty dww(f_{i,e}^+ - f_{i,e}^-), \quad (14)$$

где верхний знак в (12) и (13) соответствует ионной компоненте. Эффективные потенциалы  $u_{i,e}$  определены (9). Индексами «+» и «-» помечены также функции распределения частиц с положительными и отрицательными радиальными скоростями

ми, т. е.  $f^+ = f(v_r \geq 0)$ , и  $f^- = f(v_r \leq 0)$ . Представляет интерес и выражение для плотности энергии радиального движения частиц

$$\mathcal{E}_{i,e}^r = (\pi x) A \int_0^\infty dJ \int_{u_{i,e}}^\infty dw (f_{i,e}^+ + f_{i,e}^-) \sqrt{2(w - u_{i,e})}. \quad (15)$$

Плотность энергии движения частиц в перпендикулярном направлении равна разности  $\mathcal{E}_\perp = \mathcal{E} - \mathcal{E}_r$ . Заметим, что выражения (11)–(15) пока носят лишь формальный характер. Для выполнения расчетов следует определить функции распределения  $f_{i,e}(w, J)$  в явном виде и учесть дополнительные ограничения на область интегрирования, связанные с граничными условиями. Ввиду различного характера движения ионов и электронов, эти расчеты ниже выполнены отдельно.

### 3. Законы сохранения

Интегрируя уравнение (5) с соответствующим весом 1,  $v_r$ ,  $v_r^2$  и  $v_\perp^2 = M^2/r^2$ , обычным путем можно получить уравнения для основных моментов функции распределения, отражающие законы сохранения в плазме. В принятых безразмерных обозначениях физических величин (6), (10) эти уравнения приобретают следующий вид для каждой из компонент плазмы, ионной и электронной. Уравнение непрерывности

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 j) = 0, \quad r^2 j = \text{const}. \quad (16)$$

Уравнение баланса сил (закон сохранения плотности импульса)

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \mathcal{E}_r) - \frac{\mathcal{E}_\perp}{r} = \pm \frac{n}{2} E, \quad \left( E = A \frac{d\alpha}{dr} \right), \quad (17)$$

где  $\mathcal{E}_r$ ,  $\mathcal{E}_\perp$  и  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_r + \mathcal{E}_\perp$  — плотности энергии движения частиц вдоль радиуса, в перпендикулярном направлении и полная плотность кинетической энергии соответственно. Знаки «+» и «-» соответствуют ионной и электронной компонентам. Закон сохранения энергии

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 S_r) - \frac{2S_\perp}{r} - jE = 0, \quad (S = S_r + S_\perp), \quad (18)$$

где  $S$  — полная плотность потока энергии. И, наконец, закон сохранения плотности потока энергии поперечного движения

$$\frac{1}{r^4} \frac{d}{dr} r^4 S_\perp = 0, \quad r^4 S_\perp = \text{const}. \quad (19)$$

Суммарная плотность заряда  $N = n_i - n_e$ , как и полная плотность кинетической энергии  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_e + \mathcal{E}_i$ , находятся простым вычитанием или сложением, в то время как в выражения для полной плотности тока в плазме и суммарной плотности потока энергии входит множитель  $\mu = (m_e/m_i)^{1/2}$ . С учетом этого, уравнение баланса токов электронов и ионов приобретает вид  $j = j_e + \mu j_i = 0$ . Заметим, что применительно к теории электрического зонда это равенство не имеет места, за исключением расчета плавающего потенциала зонда. Ниже, однако, имея ввиду задачу о заряде поглощающей сферы в плазме, будем полагать, что оно удовлетворяется. Тогда, домножая (18) для ионов на  $\mu$ , складывая с полученным в результате уравнением уравнение (18) для электронов и используя (19), приходим к закону сохранения полной кинетической энергии, которое принимает вид уравнения сохранения потока кинетической энергии на сферу  $r^2 S = \text{const}$ .



Рассмотрим теперь уравнение (17) в совокупности с уравнением Пуассона (2). Суммируя уравнения (17) для электронов и ионов, находим

$$\frac{1}{r^3} \frac{d}{dr} (r^3 \mathcal{E}_r) - \frac{\mathcal{E}}{r} - \frac{D^2 E}{2r^2} \frac{d}{dr} (r^2 E) = 0.$$

Если представить плотность энергии в виде суммы невозмущенного значения (в отсутствие сферы) и возмущения  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + \tilde{\mathcal{E}}$ , то интегрирование по объему вне сферы ( $1 \leq r < \infty$ ) дает выражение для возмущения полной энергии в плазме, как суммы возмущения кинетической энергии заряженных частиц и электростатической энергии  $\tilde{W} = \tilde{W}_{kin} + W_F$ ,

$$(1/4\pi)\tilde{W} = \frac{D^2}{4} \left( E^2(1) + \int_1^\infty dr r^2 E^2 \right) - \tilde{\mathcal{E}}_r(1),$$

где  $E(1)$  — значение электрического поля на поверхности сферы,  $r = x = 1$ , а  $\tilde{\mathcal{E}}_r(1)$  — соответствующее значение возмущения плотности энергии радиального движения.

#### 4. Моменты функции распределения электронов

Все электроны можно разбить на два класса. К первому классу отнесем частицы с энергиями в диапазоне

$$u_e(x, J) = xJ + \alpha(x) \leq w < 1 + J = u_R, \tag{20}$$

где  $u_R \equiv u(1) = 1 + J$  — значение эффективного потенциала на сфере. Эти электроны не достигают поверхности сферы, отражаясь от стенки эффективного потенциала. Ниже будем называть такие частицы отраженными. В соответствии с граничным условием на бесконечности  $x = 0, (r = \infty)$ , функция распределения этих частиц равна

$$f_e^+ = f_e^- = f_{e0}(w), \tag{21}$$

Область интегрирования в (11)–(15), соответствующую этому классу частиц будем обозначать буквой «R» (аббревиатура от английского «отраженные» — Reflected).

Более энергичные электроны, при том же значении  $J$ , с энергиями в диапазоне

$$u_R = 1 + J \leq w < \infty, \tag{22}$$

при движении из бесконечности достигают поверхности сферы и поглощаются. Поэтому для них

$$f_e^+ = 0, \quad f_e^- = f_{e0}(w), \tag{23}$$

Соответствующую область интегрирования обозначим буквой «A» (сокращение от английского «поглощаемые» — Absorbed). На рис. 1 показана область интегрирования с учетом граничного условия на сфере. При  $x = \alpha(x) = 1$  прямые  $u(J)$  и  $u_R(J)$  сливаются, так что вклад в интегралы дают только электроны класса A.

Поскольку невозмущенная функция распределения  $f_{e0}$  не зависит от углового момента, меняя порядок интегрирования в интегралах (11)–(15), можно сразу выполнить интегрирование по  $J$ . В результате получаем

$$n_e/2\pi = 2 \int_\alpha^1 dw f_{e0} \sqrt{2(w - \alpha)} +$$

$$+ \int_1^{\infty} dw f_{e0} \left[ \sqrt{2(w - \alpha)} + \sqrt{2[w(1 - x) + (x - \alpha)]} \right], \quad (24)$$

$$j_e/2\pi x A^{1/2} = \int_1^{\infty} dw (w - 1) f_{e0}, \quad (25)$$

$$(\mathcal{E}_e + n_e A \alpha)/2\pi A = 2 \int_{\alpha}^1 dw w f_{e0} \sqrt{2(w - \alpha)} + \int_1^{\infty} dw w f_{e0} \left[ \sqrt{2(w - \alpha)} + \sqrt{2[w(1 - x) + (x - \alpha)]} \right], \quad (26)$$

$$3\mathcal{E}_e^r/\pi A = 2 \int_{\alpha}^1 dw f_{e0} [2(w - \alpha)]^{3/2} + \int_1^{\infty} dw f_{e0} \left( [2(w - \alpha)]^{3/2} + [2[w(1 - x) + (x - \alpha)]]^{3/2} \right), \quad (27)$$

$$[S_e + A(1 - \alpha)j_e]/2\pi x A^{3/2} = - \int_1^{\infty} dw (w - 1)^2 f_{e0}. \quad (28)$$

Благодаря удачному выбору безразмерных переменных эти выражения являются универсальными, и их можно использовать для любых функций  $f_{e0}(w)$ . Расчеты интегралов (24)–(28) для двух типов  $f_{e0}$  приведены отдельно в приложениях ниже.

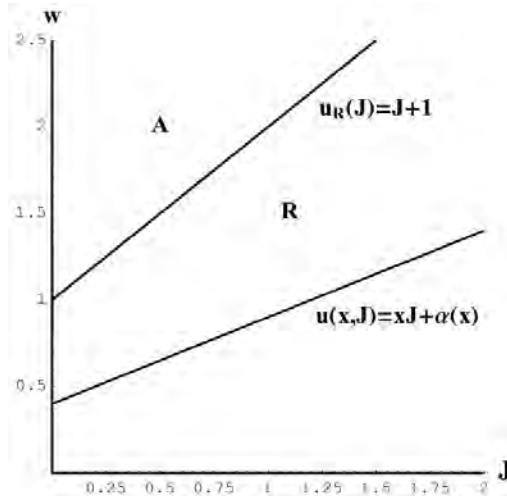


Рис. 1. Область интегрирования в (11)–(15) для расчета моментов функции распределения электронов с учетом дополнительных ограничений (20),(22) при некотором значении  $x$

## 5. Ионный эффективный потенциал

Эффективный потенциал для электронов  $u_e(x, J) = xJ + \alpha(x)$  является монотонно возрастающей функцией  $x$  при любом  $J$ , благодаря чему расчеты моментов функции распределения электронов сравнительно просты. Эффективный потенциал для ионов  $u = u_i = xJ - \alpha(x)$  не обладает этим свойством. Как следствие, соответствующие вычисления требуют больших усилий, а выражения для моментов функции распределения ионов оказываются более громоздкими [Гуревич, 1963; Альперт и др., 1964]. Использование переменных  $x$ ,  $\alpha(x)$  способствует некоторому упрощению математических выкладок.

Прежде всего, необходимо понять качественные особенности поведения функции  $u(x, J)$ . Примеры такого анализа можно найти в предшествующих работах [Bernstein, Rabinowitz, 1959; Гуревич, 1963; Альперт и др., 1964]. В качестве модельных зависимостей  $\alpha(x)$  часто используют кулоновский потенциал  $\alpha = 1/r = \sqrt{x}$  или зависимости типа известной формулы Дебая. Здесь, для иллюстрации свойств  $u(x, J)$  воспользуемся результатом численного решения линейной задачи при малом электрическом потенциале заряженной сферы ( $A \rightarrow 0$ ). В рамках простой модели невозмущенной плазмы, описанной в Приложении 1, уравнение Пуассона (2) в пренебрежении вкладом захваченных ионов принимает вид

$$2D^2x^2(2x\alpha'' + \alpha') = \alpha - \frac{(x - \alpha)}{\sqrt{1 - x}}. \quad (29)$$

Решение этого уравнения при  $D^2 = 2$  показано на рис. 2. С практической точки зрения, это решение представляет меньший интерес. Однако решение линейной задачи стремится к точному, т. е. является не модельным, а действительно реализуемым, поскольку вклад захваченных ионов становится пренебрежимо мал, за исключением маловероятного случая наличия сильной особенности функции распределения захваченных ионов. Вместе с тем, финитные траектории ионов возможны даже в этих условиях. В любом случае, здесь нас будут интересовать, в первую очередь, качественные особенности поведения эффективного потенциала, и выбор зависимости  $\alpha(x)$  частного вида не столь важен. Вместе с тем, дальнейший анализ носит довольно общий характер и справедлив для функций  $\alpha(x)$  очень широкого класса. Уместно отметить, что линейное уравнение Пуассона с точностью до числового множителя в левой части имеет вид (29) и для максвелловских распределений заряженных частиц, рассмотренных в Приложении 2.

На рис. 3 показана пространственная зависимость  $u = u_i(x, J) = xJ - \alpha(x)$  для различных  $J$ , соответствующая функции  $\alpha(x)$ , изображенной на рис. 2. Выпишем производные функции  $u(x, J)$  по  $x$ , которые будем обозначать штрихом сверху,

$$u' = J - \alpha', \quad u'' = -\alpha''.$$

При больших значениях  $J$  эффективный потенциал является монотонно возрастающей функцией  $x$ . С уменьшением  $J$ , как параметра, при некотором  $J = J_0$  на графике появляется точка с координатами  $x = x_0$ ,  $u = u_0 = x_0J_0 - \alpha_0$ , в которой  $u'_0 = u''_0 = 0$ . Здесь, как и ниже, для сокращения записи используются обозначения  $\alpha_k \equiv \alpha(x_k)$ ,  $u'_k \equiv (du/dx)_{x=x_k}$  и т. д. Если  $J < J_0$ , то эффективный потенциал имеет один максимум в некоторой точке  $x = x_S < x_0$ , где  $u = u_S = x_S\alpha'_S - \alpha_S$ , и один минимум при  $x = x_B > x_0$ , где  $u = u_B = x_B\alpha'_B - \alpha_B$ . Заметим, что значение  $u$  при  $x = 1$  равно  $u_R \equiv u(1) = J - 1$ . С дальнейшим уменьшением  $J$  точка  $x_S$  сдвигается влево, а точка  $x_B$  — вправо. При этом яма эффективного потенциала углубляется. Поскольку частица, достигающая границы  $x = 1$  (поверхности сферы), поглощается,

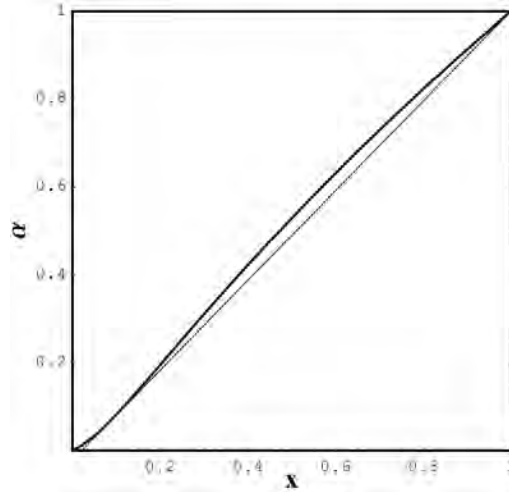


Рис. 2. График функции  $\alpha(x)$ , полученный путем численного решения уравнения Пуассона (29) при  $D^2 = 2$ . Тонкая прямая — касательная к кривой  $\alpha(x)$ , проходящая через точку с координатами  $x = 1, \alpha = 1$

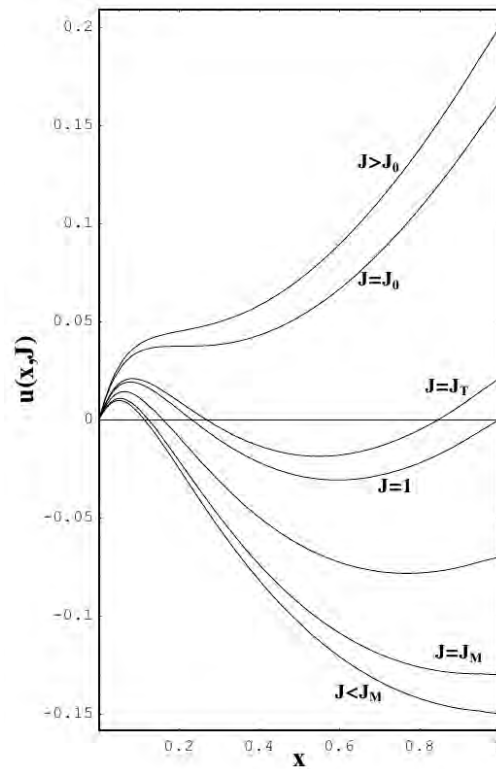


Рис. 3. Пространственная зависимость эффективного потенциала для ионов  $u(x, J)$  при различных значениях параметра  $J = M^2/2$ , пропорционального квадрату углового момента частицы

захваченные ионы, совершающие колебания вдоль  $x$ , должны обладать энергией (см. рис. 3)

$$u = xJ - \alpha(x) \leq w \leq \min(u_S, u_R). \quad (30)$$

При некотором значении  $J = J_T = \alpha'_T$  эффективный потенциал в максимуме  $u_S$  совпадает с его значением на сфере  $u_R$

$$u_S = x_S \alpha'_S - \alpha_S = x_T \alpha'_T - \alpha_T = J_T - 1 = \alpha'_T - 1 = u_R. \quad (31)$$

Как следствие, имеем

$$J_T = \alpha'_T = \frac{1 - \alpha_T}{1 - x_T}, \quad (32)$$

$$u_T = J_T - 1 = \frac{x_T - \alpha_T}{1 - x_T}. \quad (33)$$

При  $J < J_T$ , ( $u_S > u_R$ ), учитывая (30), находим ограничение на энергию захваченных ионов в виде

$$u = xJ - \alpha(x) \leq w \leq u_R = J - 1. \quad (34)$$

При этом координаты захваченных частиц удовлетворяют неравенству  $x > x_T$ . При еще меньших  $J$  дно потенциальной ямы  $x_B$  смещается в область больших  $x$ , как видно из рис. 3. Когда при некотором значении  $J = J_M$  минимум эффективного потенциала  $u_B$  совпадает с  $u_R$ , финитное движение становится невозможным благодаря поглощению частиц при  $x = 1$ . Поэтому, захваченных ионов с  $J < J_M$  не существует. Эффективный потенциал становится монотонно убывающей функцией в области  $x_T \leq x \leq 1$ , а при  $J = 0$  он просто равен  $u = -\alpha$ .

Величина  $x_T$  определяет границу области захвата  $R_T$ , так как финитные траектории частиц не выходят за пределы сферы с радиусом  $R_T = Rr_T = R/\sqrt{x_T}$ . В общем случае, с вариацией профиля электрического потенциала  $\alpha(x)$  параметр  $x_T$  может стремиться как к нулю, так и к единице. Этот параметр важен для общего анализа задачи, как и сам факт существования границы области захвата для ясного понимания структуры возмущения плазмы. В самом деле, вне сферы захвата  $r > r_T$ , ( $x < x_T$ ) захваченных ионов нет. Следовательно, нет и отмеченной во введении трудности, связанной с неопределенностью функции распределения захваченных ионов. Поэтому, расчет концентрации ионов и электронов с последующим решением уравнения Пуассона в области  $0 \leq x \leq x_T$  представляет собой вполне определенную краевую задачу. При этом, однако, граница области захвата  $x_T$  играет роль свободного параметра, а решение уравнения Пуассона, должно удовлетворять граничным условиям

$$\alpha(0) = 0, \quad \alpha'_T = (d\alpha/dx)_{x=x_T} = \frac{1 - \alpha_T}{1 - x_T}. \quad (35)$$

Приведем довольно простую графическую интерпретацию параметра  $x_T$ . Из (35) следует, что  $x_T$  и  $\alpha_T$  являются координатами точки касания графика функции  $\alpha(x)$  с прямой исходящей из точки с координатами  $x = 1, \alpha = 1$ . Эта касательная показана на рис. 2. Радиус сферы захвата  $R_T$  фигурирует и в [Альперт и др., 1964], где он обозначен  $\rho_0(R_0)$  (см., например, формулу (8.39) на с. 284). Однако авторы оперируют, в основном, понятием радиуса области пространственного заряда  $R_c$ , который находится в ходе приближенного решения уравнения Пуассона. Для определения  $R_c$  на уравнение Пуассона накладываются граничные условия, отличающиеся от (35).

Если дебаевский радиус  $D = d/R$  достаточно мал, то возможен запрет на существование захваченных частиц. Впервые эта особенность была отмечена в [Bernstein, Rabinowitz, 1959]. Рассмотрим подробнее это важное следствие поведения эффективного потенциала. При условии  $x_T = x_0 = 1$  захваченных ионов вообще нет, так как

внешняя граница области захвата совпадает с внутренней  $R_T = R$ . Однако уравнение Пуассона оказывается «перегруженным» граничными условиями

$$\alpha(0) = 0, \quad \alpha(1) = 1, \quad \alpha''(1) = 0. \quad (36)$$

Поэтому, краевая задача во всей области  $0 \leq x \leq 1$  допускает решение только при определенной взаимосвязи параметров рассматриваемой физической системы. Это решение определяет некоторую критическую кривую  $D_T = D_T(A)$  в плоскости  $(A, D)$ , где  $A$  — безразмерная амплитуда электрического потенциала на сфере. При  $D < D_T(A)$  финитные траектории ионов невозможны, т. е. захваченных ионов вообще нет, поскольку функция распределения всех ионов (отражающихся и поглощаемых сферой), подобно электронам, определена граничным условием на бесконечности, задача становится вполне замкнутой по постановке, так что остается лишь преодолеть трудности чисто математического характера. В частности, при  $D \ll 1$  подобная задача рассмотрена в [Гуревич, 1963а]. Напротив, если  $D > D_T(A)$ , движение ионов по финитным орбитам не запрещено. Однако, как уже отмечалось, их функция распределения неизвестна [Гуревич, 1963]. Поэтому, применительно к бесстолкновительной плазме, непосредственное решение задачи о равновесном состоянии физической системы теряет единственность [Красовский, 2013]. Преодоление этой трудности возможно на пути решения нестационарной задачи с начальными условиями; либо необходимо исследование всех равновесных состояний на устойчивость.

Вид критической кривой, естественно, зависит от невозмущенных функций распределения электронов и ионов  $f_{e0}$  и  $f_{i0}$ . Чтобы продемонстрировать ее существование, здесь мы ограничимся лишь иллюстрацией этого факта на примере моноэнергетических невозмущенных функции распределения (см. приложение 1). На рис. 4 показана соответствующая критическая кривая на плоскости  $(A, D)$ , полученная путем численного интегрирования уравнения Пуассона с граничными условиями (36). Выражения для концентраций ионов и электронов  $n_i$  и  $n_e$ , входящих в правую часть уравнения Пуассона, приведены в приложении.

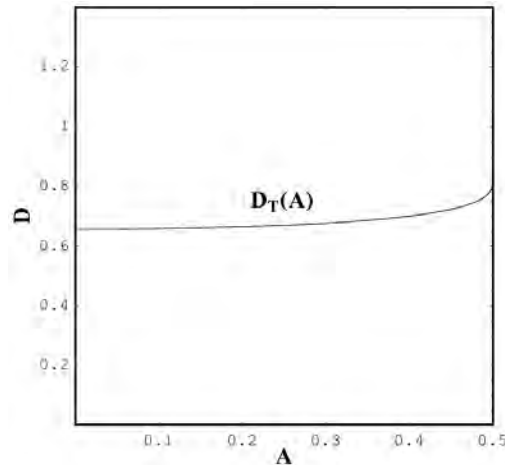


Рис. 4. Критическая кривая  $D_T(A)$  на плоскости  $(A, D)$  при моноэнергетических невозмущенных функциях распределения заряженных частиц. В области ниже этой кривой задача имеет вполне определенное единственное решение, так как финитное движение невозможно, и  $n_T = 0$ . Выше кривой возможно существование захваченных ионов

Особенности поведения эффективного потенциала отражаются в строении области интегрирования в интегралах (11)–(15). Для того чтобы определить область интегрирования в явном виде, введем в рассмотрение функции  $u_m(J)$  и  $J_m(u)$ , заданные параметрически с помощью соотношений

$$u = u_m = x(d\alpha/dx) - \alpha(x), \tag{37}$$

$$J = J_m = (d\alpha/dx). \tag{38}$$

Нетрудно убедиться в том, что функция  $u_m(J)$  определяет зависимость максимума эффективного потенциала  $u_S = u_S(J) = u_m(J)$  от  $J$  при  $x \leq x_0$  и его минимума  $u_B = u_B(J) = u_m(J)$  при  $x \geq x_0$ . Именно эти функции  $u_S(J)$  и  $u_B(J)$  в совокупности с эффективным потенциалом  $u(x, J) = xJ - \alpha(x)$  и его значением на поверхности сферы  $u_R = J - 1$  определяют границы области интегрирования в (11)–(15). В качестве примера, иллюстрирующего поведение  $u_S(J)$  и  $u_B(J)$ , можно вновь обратиться к частному решению задачи, рассмотренному выше. Графики этих функций показаны на рис. 5. Кривая  $w = u_S(J)$  касается оси абсцисс при некотором значении  $J = B \equiv \alpha'(0)$ , которое связано с поведением  $\alpha(x)$  при  $x \rightarrow 0$  (подробнее см. раздел 7). Это значение определяется пространственной зависимостью электрического потенциала  $\phi(r)$  на больших расстояниях от сферы,  $r \rightarrow \infty$ , и находится из условия квазинейтральности плазмы [Альперт и др., 1964].

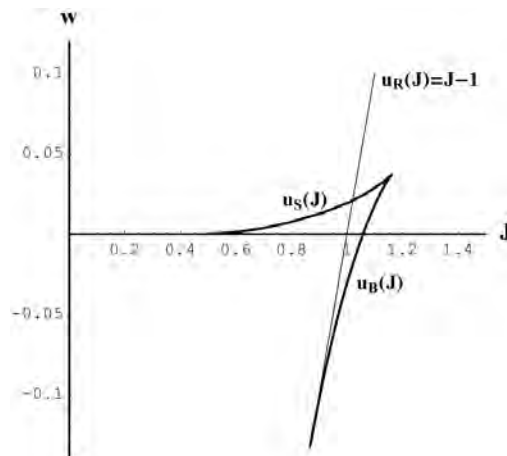


Рис. 5. Функции  $u_S(J)$ ,  $u_B(J)$  на плоскости  $(J, w)$ . Графики получены с помощью (37),(38) для зависимости  $\alpha(x)$ , показанной на рис. 2

Кривая  $u_B(J)$  касается прямой  $w = u_R = J - 1$  при значении  $J = J_M$ , которое определяет минимальную энергию захваченного иона  $w_M = J_M - 1$  (см. также рис. 3). Круговая орбита такой частицы «навивается» на поверхность сферы. В общем случае, кривые  $u_S(J)$  и  $u_B(J)$ , зависящие от профиля электрического потенциала  $\alpha(x)$ , могут деформироваться в зависимости от параметров системы и невозмущенных функций распределения заряженных частиц. Однако рис. 5 позволяет понять типичные качественные особенности. Заметим, что прямая  $w = u(x, J) = xJ - \alpha(x)$  (на рис. 5 не показана, см. рис. 6.) касается кривой  $u_S(J)$  при  $x \leq x_0$ , и кривой  $u_B(J)$  при  $x \geq x_0$ . При  $x \leq x_0$  в точке касания энергия частицы равна  $w = u_m(x)$  согласно (37). При  $x = x_0$  обе кривые имеют общую касательную  $u(x, J) = u(x_0, J) = Jx_0 - \alpha_0$  с точкой касания  $J = J_0 = \alpha'_0$ ,  $w = u_0 = x_0\alpha'_0 - \alpha_0$ . При  $x \geq x_0$  прямая  $u(x, J)$  пе-



ресекает кривую  $u_S(J)$  при  $w = u_m^*(x) = u_m[y(x)]$ , где функция  $y(x)$  для некоторого заданного профиля потенциала  $\alpha(x)$  определяется уравнением

$$\frac{d\alpha(y)}{dy} = \frac{\alpha(x) - \alpha(y)}{x - y}. \quad (39)$$

Функции координаты  $u_m(x)$  и  $u_m^*(x)$  в следующем разделе фигурируют в качестве пределов интегрирования в расчетах моментов функции распределения ионов. Заслуживает внимания также интересная взаимосвязь переменных  $x$ ,  $\alpha(x)$  и  $J$ ,  $u_m(J)$ . Если выбрать  $J$  в качестве новой независимой переменной, то при заданной зависимости  $u_m(J)$  можно восстановить функцию  $\alpha(x)$ , используя симметричную по виду параметрическую зависимость

$$\alpha = J \frac{du_m}{dJ} - u_m(J), \quad x = \frac{du_m}{dJ}. \quad (40)$$

Подобно электронам, ионы можно разбить на классы в соответствии с характером их движения. К первому классу будем относить ионы отражающиеся от стенки или барьера эффективного потенциала (класс  $R$ ). Ограничения на их энергию и функция распределения имеют вид

$$u(x, J) \leq w \leq \max[u_S(J), u_R(J)], \quad (0 \leq x \leq x_T), \quad (41)$$

$$\max[u(x, J), u_S(J)] \leq w \leq u_R(J), \quad (x \geq x_T), \quad (42)$$

$$f_i^+ = f_i^- = f_{i0}(w), \quad (43)$$

где  $f_{i0}$  — некоторая невозмущенная функция распределения ионов на бесконечности,  $r = \infty$ , ( $x = 0$ ). Вторым классом (класс  $A$ ) образуют частицы, поглощаемые сферой. Для них при любом  $x$

$$w \geq \max[0, u_S(J), u_R(J)], \quad (44)$$

$$f_i^+ = 0, \quad f_i^- = f_{i0}(w). \quad (45)$$

В отличие от электронной компоненты плазмы, существуют также захваченные ионы (класс  $T$ , от английского «захваченные» — trapped), совершающие колебания в ямах эффективного потенциала, которые можно видеть на рис. 3. Их концентрация равна нулю,  $n_T = 0$ , при  $x \leq x_T$ , а при  $x > x_T$  их энергии, согласно (30) и (32), лежат в диапазоне

$$u(x, J) \leq w \leq \min[u_S(J), u_R(J)]. \quad (46)$$

Важно, что в общем случае функция распределения захваченных частиц зависит не только от энергии, но и от углового момента,  $f_T^+ = f_T^- = f_T(w, J)$ , и остается неопределенной в рамках поиска возможных равновесных состояний рассматриваемой физической системы. Поэтому в следующем разделе, как и в приложениях, приводятся расчеты моментов функции распределения ионов за вычетом вклада захваченных ионов.

## 6. Моменты функции распределения ионов

Вклад в плотность тока и плотность потока энергии ионов дают только поглощаемые сферой частицы (класса  $A$ ). Учитывая (44) и (45) и интегрируя по  $J$  в (12) и (14), находим

$$-\frac{j_i}{2\pi x A^{1/2}} = \int_{u_T}^{\infty} dw f_{i0}(1+w) + \int_0^{u_T} dw f_{i0} J_S, \quad (47)$$

$$-\frac{(S_i - A\alpha j_i)}{2\pi x A^{3/2}} = \int_{u_T}^{\infty} dw f_{i0} w (1+w) + \int_0^{u_T} dw f_{i0} w J_S, \quad (48)$$

где функция  $J_S(w) = J_m(w)$  задана формулами (37), (38) при  $0 \leq x \leq x_0$ , а энергия иона на границе сферы захвата  $u_T$  — выражением (33). Функция  $J_S(w)$  зависит от формы электрического потенциала  $\alpha(x)$ . Поэтому определение ее в явном виде требует решения уравнения Пуассона. Это и приводит, в свою очередь, к дополнительным математическим трудностям [Гуревич, 1963а; Гуревич, 1964; Альперт и др., 1964].

В отличие от потоков, в концентрацию и плотность энергии ионов при  $0 \leq x \leq x_T$  дают вклад частицы классов  $A$  и  $R$ , а при  $x_T \leq x \leq 1$  — ионы всех трех классов  $A$ ,  $R$  и  $T$ . Поскольку функция распределения захваченных частиц не определена, расчеты этих величин проведем, как суммы вкладов частиц классов  $A$  и  $R$ , вынужденно оставляя открытым вопрос о концентрации и плотности энергии захваченных ионов. В зависимости от значения  $x$  область интегрирования в (11)–(15) определена (41), (42) и (44). Для наглядности, области интегрирования, соответствующие трем классам ионов и полная область интегрирования показаны на рис. 6 для разных значений  $x$ . Если задать некоторую невозмущенную функцию распределения ионов на бесконечности  $f_{i0}(w)$ , то концентрация ионов  $n_i$  (за вычетом концентрации захваченных частиц  $n_T$ ), после интегрирования по  $J$  в (11), определяется выражением

$$(n_i - n_T)/2\pi = \int_0^{\infty} dw f_{i0} G + \int_{u_T}^{\infty} dw f_{i0} Q - I_1, \quad (49)$$

где для краткости введены следующие обозначения

$$G(x, w) = \sqrt{2(w + \alpha)}, \quad Q(x, w) = \sqrt{2[w(1-x) - (x-\alpha)]}. \quad (50)$$

Дополнительный интегральный член  $I_1$ , зависящий от  $J_S(w)$ , равен  $I_1 = \mathcal{L}f_{i0}P$  где  $P(x, w) = \sqrt{2[w + \alpha - xJ_S(w)]}$ , и интегральный оператор, в зависимости от значения  $x$ , определяется выражениями

$$\begin{aligned} \mathcal{L}F(w) &= \left( \int_0^{u_m} - \int_{u_m}^{u_T} \right) dw F(w), \quad (0 \leq x \leq x_T), \\ \mathcal{L}F(w) &= \left( \int_0^{u_m} + \int_{u_T}^{u_m} \right) dw F(w), \quad (x_T \leq x \leq x_0), \\ \mathcal{L}F(w) &= \left( \int_0^{u_m^*} + \int_{u_T}^{u_m^*} \right) dw F(w), \quad (x_0 \leq x \leq 1). \end{aligned} \quad (51)$$

Пределы интегрирования  $u_T$ ,  $u_m(x)$  и  $u_m^*(x) = u_m[y(x)]$  определены в предыдущем разделе.

Плотность энергии (13) вычисляется по формуле

$$[(\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_T) - A\alpha(n_i - n_T)]/2\pi A = \int_0^{\infty} dw w f_{i0} G + \int_{u_T}^{\infty} dw w f_{i0} Q - I_2, \quad (52)$$

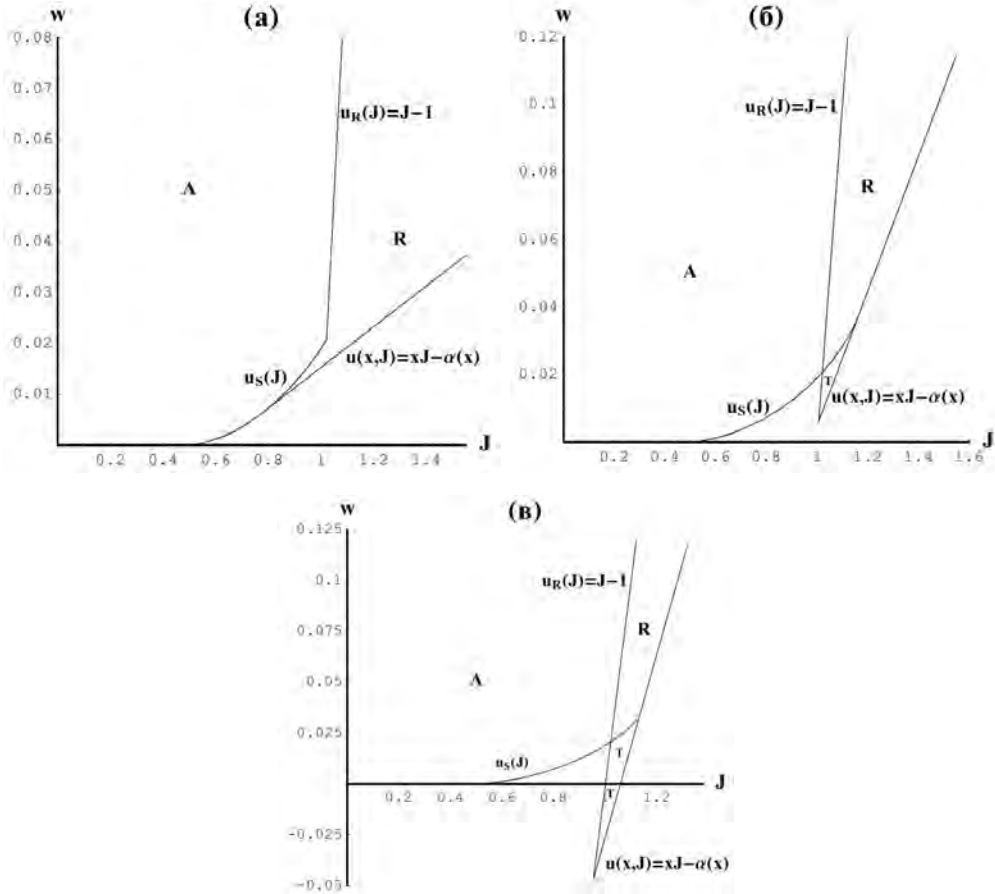


Рис. 6. Иллюстрация областей интегрирования для ионов трех классов *A*, *R* и *T* при значениях координаты *x* в диапазонах:  $0 \leq x \leq x_T$  (а),  $x_T \leq x \leq x_0$  (б) и  $x_0 \leq x \leq 1$  (в). Графики получены тем же путем, что и рис. 5, и допускают сравнение с ним, хотя масштабы несколько изменены

с дополнительным членом  $I_2 = \mathcal{L}f_{i0}wP$ . Наконец, плотность энергии радиального движения ионов равна

$$3(\mathcal{E}_i^r - \mathcal{E}_T^r)/\pi A = \int_0^\infty dw f_{i0} G^3 + \int_{u_T}^\infty dw f_{i0} Q^3 - I_3, \quad I_3 = \mathcal{L}f_{i0}P^3. \quad (53)$$

Для интегрирования по *w* можно задать невозмущенную функцию распределения  $f_{i0}(w)$  любого вида. Результаты интегрирования для двух типов распределений представлены в двух приложениях ниже.

### 7. Взаимосвязи параметров

В этом разделе определим ряд соотношений между параметрами рассматриваемой физической системы. Хотя эти соотношения не дают полной информации о ее равновесном состоянии, они позволяют понять некоторые следствия уравнения баланса потоков электронов и ионов на сферу без решения уравнения Пуассона. В частности,

опираясь на расчеты, выполненные в Приложениях 1 и 2, можно выявить некоторые закономерности, зависящие от вида невозмущенных функций распределения заряженных частиц.

В равновесном состоянии плотность полного тока равна нулю  $j = j_e + \mu j_i = 0$ . Отсюда в рамках модели плазмы из Приложения 1 с помощью (63), (65) находим

$$\mu = \frac{1 - 2A}{1 + 2A}.$$

При максвелловском распределении частиц с равными температурами  $T_e = T_i$ , ( $d_e = d_i = d$ ,  $a_e = a_i = a = 3A$ ) с помощью (68) (69) можно получить

$$\mu^{-1} e^{-a} - (1 + a) + a^2 \int_0^{u_T} dw e^{-aw} [1 + w - J_S(w)] = 0. \quad (54)$$

Явный вид функции  $J_S(w)$ , определенной с помощью (37), (38), (функции обратной к  $u_S(J)$ ); см. рис. 5), можно найти только решив уравнение Пуассона. Препятствием на этом пути вновь является неопределенность распределения захваченных ионов. Если дебаевский радиус велик  $D = d/R \gg 1$ , радиус сферы захвата обычно принимает большие значения  $r_T = x_T^{-1/2} \gg 1$ . При этом, согласно (33), энергия иона  $u_T$  на границе области захвата  $x_T$  мала  $u_T \ll 1$ . Тогда, в пренебрежении интегральным членом, из (54) следует часто применяемая приближенная формула для определения потенциала сферы. Так как  $J_S \leq 1 + w$ , интегральный член положителен, и приближенная формула дает заниженное значение потенциала сферы. Хотя для определения точного значения интеграла необходимо решить уравнение Пуассона, используя (54) и зависимость  $\alpha(x)$  в пределе малых  $x$ , можно найти ограничения на величину интегрального члена как снизу, так и сверху, не прибегая к решению уравнения.

Рассмотрим теперь асимптотическое поведение электрического потенциала  $\phi = -A\alpha(x)$  на больших расстояниях от сферы  $r \rightarrow \infty$ ,  $x \rightarrow 0$  в рамках двух моделей плазмы из Приложений 1 и 2. В старшем порядке по  $x$  пространственная зависимость  $\alpha(x)$  находится из условия квазинейтральности плазмы [Альперт и др., 1964]. При моноэнергетическом распределении частиц (см. Приложение 1) разложение уравнения Пуассона при малых  $x$  дает

$$\alpha = \frac{x}{2} [1 + x(1/4 + D^2)] + O(x^3). \quad (55)$$

Асимптотика  $\alpha(x)$  определяет, в частности, минимальное значение функции  $J_S(w)$ , т. е. точку касания кривой  $u_S(J)$ , изображенной на рис. 5, оси абсцисс. В рассматриваемой модели плазмы, согласно (55), это значение равно  $J_{S \min} = B \equiv \alpha'(0) = 1/2$ .

В случае если невозмущенные функции распределения частиц — максвелловские, используя выражения для концентраций электронов и ионов при  $T_e = T_i$ ,  $a_e = a_i = a = 3A$  из Приложения 2 в пределе  $x \rightarrow 0$  вместо (55) находим (члены, содержащие дебаевский радиус  $D$ , здесь опущены ввиду громоздкости)

$$\alpha = Bx [1 + (1/3)(Bax/\pi)^{1/2}] + O(x^2). \quad (56)$$

В этом выражении постоянная  $B \equiv \alpha'(0)$  определяется из уравнения

$$2a(2B - 1) + (a/\pi)^{1/2} e^{-a} - (au_T/\pi)^{1/2} e^{-au_T} + (a - 1/2)\mathcal{F}(a) + (a + 1/2)\mathcal{F}(au_T) - (a^{3/2}/\pi^{1/2}) \int_0^{u_T} \frac{dw}{\sqrt{w}} e^{-aw} J_S(w) = 0. \quad (57)$$

Оно связывает значение потенциала сферы  $A = a/3$  с параметрами  $B$  и  $u_T = (x_T - \alpha_T)/(1 - x_T)$ . Если, как и в (54), в пределе  $D \rightarrow \infty$  положить  $u_T = 0$ , то из этого уравнения следует более простая связь между параметрами  $A$  и  $B$ .

Таким образом, без решения уравнения Пуассона, используя лишь уравнение баланса потоков заряженных частиц на сферу, можно дать оценку потенциала сферы  $A$ . Однако, заряд сферы и значение электрического поля на ее поверхности  $E_0 = E(1)$  остаются неопределенными. Из уравнения Пуассона следует лишь связь вида

$$|E_0| = A + (1/D^2) \int_1^{\infty} dr r (n_i - n_e).$$

## 8. Частота колебаний захваченных частиц

Как отмечено в [Альперт и др., 1964], захваченные частицы могут играть важную и даже определяющую роль в структуре возмущения плазмы поглощающей сферой. Если помимо электростатического аспекта задачи, попытаться проанализировать энергетические свойства рассматриваемой физической системы, то влияние захваченных ионов также довольно очевидно. Их вклад в энергетику системы играет двоякую роль. С одной стороны, захваченные ионы, экранируя заряд сферы, способствуют уменьшению электростатической энергии. С другой, кинетическая энергия захваченной компоненты целиком представляет собой вклад в возмущение полной энергии. Поэтому, естественно ожидать, что вблизи устойчивого равновесия системы имеет место своеобразный баланс: захваченных ионов не должно быть слишком мало и слишком много. В этой связи заслуживает внимания решение задачи, приведенное в [Гуревич, 1964; Альперт и др., 1964], где найден профиль потенциала близкий к  $\alpha = x = r^{-2}$ .

При исследовании устойчивости состояний равновесия плазмы с захваченными частицами важным параметром часто служит характерная частота колебаний частиц в потенциальных ямах. В рассматриваемой задаче захваченные ионы осциллируют в эффективном потенциале  $U(r)$ , который определен формулой (4). Если энергия частицы близка к минимуму эффективного потенциала  $w \simeq U_B(J)$ , ион совершает малые колебания вблизи дна потенциальной ямы  $r = r_B$ . В точке минимума

$$\frac{dU}{dr} = \frac{M^2}{m_i r^3} - e \frac{d\phi}{dr} = 0,$$

и

$$\frac{d^2U}{dr^2} = \frac{3M^2}{m_i r^4} - e \frac{d^2\phi}{dr^2} = e \left( \frac{1}{r^3} \frac{d}{dr} r^3 \frac{d\phi}{dr} \right).$$

В окрестности минимума эффективный потенциал аппроксимируется параболой

$$U \simeq U_B + \frac{1}{2} (r - r_B)^2 \left( \frac{d^2U}{dr^2} \right)_{r=r_B}.$$

Сохраняя старшие члены разложения по малому отклонению частицы от положения равновесия  $\xi = r - r_B$ , уравнения движения (3) легко свести к уравнению математического маятника,  $d^2\xi/dt^2 + \omega_B^2 \xi = 0$ , с характерной частотой  $\omega_B$ , часто называемой также баунс-частотой, определяемой выражением

$$\omega_B^2 = \frac{e}{m_i} \left[ r^{-3} \frac{d}{dr} r^3 \frac{d\phi}{dr} \right]_{r=r_B}. \quad (58)$$

Грубую оценку баунс-частоты можно получить, формально заменив выражение в квадратных скобках на  $\phi_0/d^2$ , где  $\phi_0$  — абсолютная величина потенциала поглощающей сферы, а  $d$  — эффективный дебаевский радиус. Тогда  $\omega_B^2 \simeq (e/m_i)(\phi_0/d^2)$ . В частности, при равных эффективных температурах электронов и ионов ( $d_e = d_i = d$ ) отсюда следует, что баунс-частота по порядку величины совпадает с ионной плазменной частотой,  $\omega_B \simeq \omega_{pi}$ . Если в (58) перейти к безразмерным переменным  $J$  и  $w$ , можно показать, что баунс-частота и баунс-период  $T_B = 2\pi/\omega_B$  зависят от поведения функции  $J_B(u)$ , определенной уравнениями (37), (38). Квадрат баунс-периода пропорционален второй производной этой функции  $T_B^2 \sim d^2 J_B/du^2$ . Функция  $u_B(J)$ , обратная к ней, показана на рис. 5 для частного решения задачи. При малом радиусе сферы,  $D = d/R \gg 1$ , подставляя в (58) выражение для кулоновского потенциала, можно получить также оценку частоты колебаний захваченных ионов вблизи сферы.

Ионы, покоящиеся на дне эффективного потенциала, в обычном пространстве движутся по круговым орбитам около сферы. Частицы, осциллирующие вдоль  $r$  вблизи дна, движутся почти по круговым орбитам, совершая малые колебания в радиальном направлении с частотой (58). В аспекте анализа энергетике системы, распределение захваченных частиц вблизи дна эффективного потенциала,  $w \simeq u_B(J)$ , представляется энергетически более выгодным, так как эти частицы, как и прочие, участвуют в экранировании сферы, но в отличие от прочих, не обладают избыточной кинетической энергией радиального движения. Однако возмущенная плазма как физическая система не является изолированной. Поэтому аргументы в пользу реализации специфической группировки захваченных ионов вблизи дна эффективных потенциальных ям требуют проверки.

## 9. Динамика захвата ионов

До сих пор мы не касались непосредственного определения функции распределения захваченных частиц. В этом разделе представлены результаты численного моделирования, демонстрирующие возможность ее нахождения путем решения задачи с начальными условиями, упомянутой во введении. В ходе моделирования на больших временах наблюдается формирование асимптотического распределения захваченных частиц и переход физической системы в состояние устойчивого равновесия. Постановка задачи и разработанный алгоритм моделирования дают редкую возможность проследить динамику сильно нелинейного плазменного процесса в реальной, трехмерной, геометрии даже при довольно ограниченных ресурсах вычислительной техники.

Рассмотрим однородную изотропную бесстолкновительную плазму, находящуюся в состоянии равновесия. Пусть в некоторый момент времени  $t = 0$  в плазме возникла сфера радиуса  $R$ , полностью поглощающая электроны и ионы. Поток на сферу более подвижных электронов обычно превышает поток ионов, благодаря чему сфера приобретает отрицательный заряд. С течением времени поток электронов уменьшается под действием сил отталкивания со стороны заряжающейся сферы, а поток притягивающихся ионов возрастает. На больших временах потоки выравниваются, и полный ток на сферу исчезает. Прежде чем установится некоторое асимптотическое равновесие, зарядка сферы может сопровождаться переходными волновыми процессами, интенсивность которых зависит от  $R$ . Таким образом, задача состоит в том, чтобы проследить динамику перехода системы в устойчивое состояние равновесия и определить все пространственно-временные зависимости физических величин.

Исходными уравнениями для решения задачи служат уравнения Власова для электронов и ионов и уравнение Пуассона

$$\frac{\partial f_{e,i}}{\partial t} + v_r \frac{\partial f_{e,i}}{\partial r} + \left( \frac{M_{e,i}^2}{r^3} + c_{e,i} E \right) \frac{\partial f_{e,i}}{\partial v_r} = 0, \quad c_e = -1, \quad c_i = \mu, \quad (59)$$

$$\frac{D_e^2}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} = n_e - n_i, \quad E = -\frac{\partial \phi}{\partial r}. \quad (60)$$

Эти уравнения записаны здесь в безразмерном виде с учетом сферической симметрии задачи. Однако, единицы измерения физических величин несколько отличаются от использованных выше

$$[r] = R, [v_e] = [v_i] = u_e, [t] = R/u_e, [n] = n_0, [\phi] = m_e u_e^2 / e, [E] = m_e u_e^2 / e R, \\ [M_e] = m_e u_e R, [M_i] = m_i u_e R.$$

Здесь  $M_{e,i}$  — угловые моменты электронов и ионов,  $n_0$  — концентрация невозмущенной плазмы. Параметрами задачи служат

$$u = u_i / u_e, \mu = m_e / m_i, D_e = d_e / R = u_e / \omega_{pe} R,$$

где  $u_e$  и  $u_i$  — характерные скорости электронов и ионов в невозмущенной плазме,  $D_e$  — безразмерный электронный дебаевский радиус.

Важно, что, в силу сферической симметрии задачи и сохранения углового момента, движение индивидуальной частицы можно рассматривать как движение с одной степенью свободы, что существенно упрощает решение довольно сложной нелинейной задачи в трехмерной геометрии. Уместно отметить, что ранее методами численного моделирования решались тематически близкие и даже более сложные задачи [Choi, Kushner, 1994; Lapenta, 2003; Lapenta, 1999; Hutchinson, 2006; Hutchinson, Patacchini, 2010; Майоров, 2005; Guio, Pecseli, 2005]. Однако обычно ограничиваются сравнительно небольшими временами. Часто движение частиц описывается в декартовых координатах, так что сферическая симметрия задачи используется не в полной мере. При этом, динамика захвата и формирование функции распределения захваченных ионов, как ключевой вопрос теории, исследованы явно недостаточно. В частности, практически не затрагивались вопросы долговременной динамики ионов в фазовом пространстве.

Для решения системы уравнений (59),(60) использовалась модификация метода «частиц-в-ячейках» (Particles-In-Cells, или PIC) [Морз, 1974]. Подобный метод очень эффективен для решения задач о динамике развития потоковых неустойчивостей, решаемых обычно в плоской геометрии, позволяя детально наблюдать процесс захвата частиц, стабилизирующий неустойчивость, на фазовой плоскости. По существу, используемый нами метод полностью адаптирован к решению трехмерных задач в условиях сферической симметрии [Киселев и др., 2014]. Существенно также, что при этом динамика частиц описывается уравнениями движения в каноническом виде. Ниже представлены результаты расчета при моноэнергетических распределениях электронов и ионов невозмущенной плазмы. В безразмерном виде они определены выражениями

$$F_{e,i} = \frac{1}{4\pi V^2} \delta(V - V_{e,i}), \quad V_e = 1, \quad V_i = u, \quad (61)$$

где  $V$  — модуль скорости частицы, так что ее кинетическая энергия в безразмерном виде равна  $w \equiv V^2/2 = (1/2)(v_r^2 + M^2/r^2)$ . Функции распределения (61) служат граничными условиями на бесконечности для уравнений (59). Такие функции, хотя и являются модельными, очень удобны, поскольку, при прочих равных условиях, время расчета оказывается значительно меньше по сравнению, например, с максвел-



ловскими распределениями. Вместе с тем, обобщение схемы расчета и программного кода на случай произвольных  $F_{e,i}$  не представляет большого труда. Кроме того, начальное распределение модельных частиц, спроецированное на плоскость  $(r^3, v_r)$ , для функций вида (61) является однородным, что упрощает последующее наблюдение и интерпретацию процесса развития возмущения плазмы.

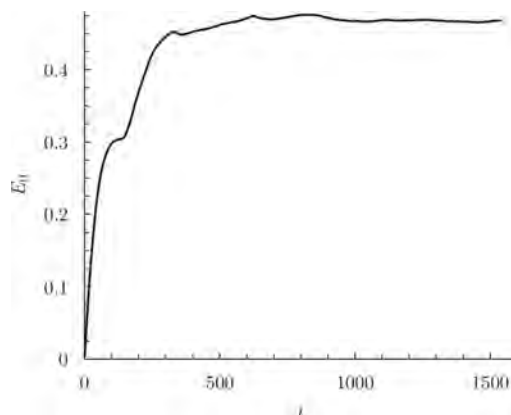


Рис. 7. Временная зависимость абсолютной величины электрического поля  $E_0$  на поверхности сферы ( $r = 1$ )

Ниже изложены результаты решения задачи с набором параметров  $u = 0.026$ ,  $D_e = 6$  и модельным отношением масс  $\mu = 1/70$ . При этом безразмерный ионный дебаевский радиус равен  $D_i = d_i/R \simeq 1.3$ . Поскольку в нашей реализации метода PIC ячейки представляют собой сферические слои равного объема, помимо радиальной координаты, удобно использовать также новую переменную  $z = r^3$ , пропорциональную объему сферы радиуса  $r$ . При этом в каждой ячейке ширины  $\Delta z$  первоначально находится примерно одинаковое число макрочастиц, как и в плоской разновидности метода PIC [Морз, 1974]. Макрочастицы, моделирующие малые конечные элементы фазовой «жидкости», в начальный момент времени ( $t = 0$ ) однородно заполняют на плоскости  $(z, v_r)$  область, ограниченную неравенствами  $1 \leq z \leq R_m^3$ ,  $|v_r| \leq V_{e,i}$ . Максимальный радиус расчетной области  $R_m$  выбирается так, чтобы на больших временах электрическое поле превышало уровень тепловых шумов, свойственных PIC-методу. Результаты, приводимые далее, получены при  $R_m = 9$ . Ширина ячейки  $\Delta z = 0.17$ . Число макрочастиц в ячейке приблизительно равно  $N_c \simeq 210$ .

На рис. 7 показана временная зависимость значения поля на поверхности сферы  $E_0(t) \equiv |E(r = 1, t)|$ . В безразмерном виде заряд сферы просто равен величине поля на ее поверхности  $Q = -E_0$ . На малых временах поле  $E_0$  почти линейно растет со временем в соответствии с «нейтральным» приближением [Альперт и др., 1964]. На больших временах система переходит в устойчивое состояние равновесия, и  $E_0(t)$  стремится к асимптотическому значению. В промежутке, в процессе насыщения заряда сферы, наблюдаются переходные колебательные явления, интенсивность которых в общем случае зависит от параметров  $\mu, u, D_e$ . В зависимости от их значений, вклад могут давать как ленгмюровские и ионно-звуковые волны, так и колебания захваченных ионов в ямах эффективного потенциала.

Рассмотрим теперь динамику ионов. Начальное ( $t = 0$ ) распределение частиц на плоскости  $(z, v_r)$  однородно, что соответствует отсутствию возмущения в плазме. Дальнейшая эволюция распределений электронов и ионов прослеживалась с по-

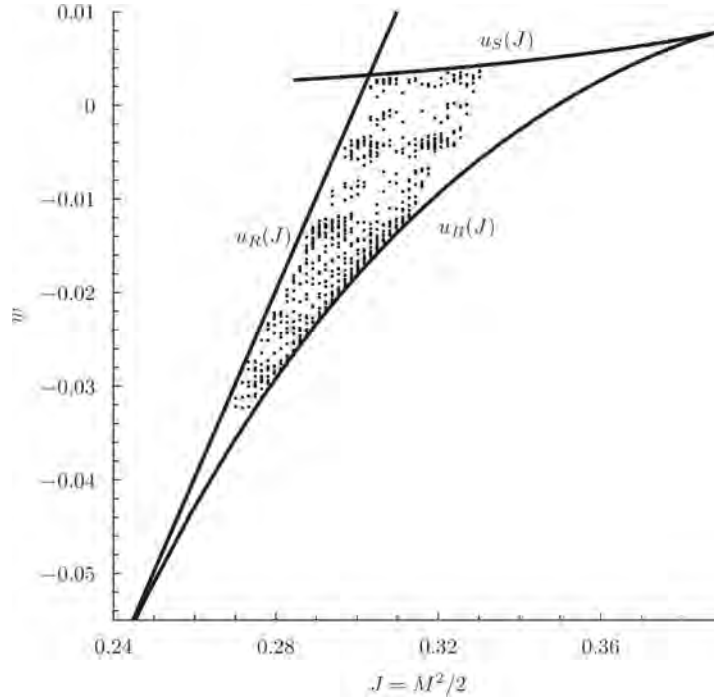


Рис. 8. Распределение захваченных ионов в плоскости  $(J, w)$  при  $t = 1546$

мощью фильма-анимации. Часть ионов с отрицательными скоростями и малыми угловыми моментами ускоряется в направлении к сфере и поглощается. Траектории ионов с большими угловыми моментами (большими прицельными расстояниями) испытывают лишь слабое возмущение со стороны электрического поля. Наконец, часть ионов, движущихся к сфере с умеренными прицельными расстояниями, захватывается в ямы эффективного потенциала. В ходе моделирования наблюдалось характерное для процессов захвата явление опрокидывания линий равного уровня функции распределения. Последующий процесс перемешивания по фазам захваченных ионов, колеблющихся в эффективных потенциальных ямах, приводит к образованию вихревой структуры распределения частиц на фазовой плоскости. В общем случае, в зависимости от соотношения физических параметров, захваченные ионы группируются в довольно сложные, иногда протяженные, кольцеподобные образования на плоскости  $(z, v_r)$ . Если же ионный дебаевский радиус близок к среднему геометрическому от радиуса сферы и электронного радиуса экранирования,  $d_i \simeq \sqrt{Rd_e}$ , или в принятых обозначениях  $u^2 D_e / \mu = C \simeq 1$ , то сгусток захваченных ионов должен формироваться в непосредственной близости от сферы. Такую оценку можно получить исходя из скейлинга процесса зарядки сферы. Для выбранных параметров расчета  $C = 0,284$ . Здесь мы ограничимся иллюстрацией распределений макрочастиц при  $t = 1546$ . Распределение захваченных ионов в плоскости  $(J, w)$  показано на рис. 8. Кривые  $u_S(J), u_B(J)$  изображены также на рис. 5. Однако уравнение Пуассона, на основе которого получен рис. 5, полностью игнорирует захваченные ионы в линейном приближении. Напротив, рис. 8 получен в результате численного эксперимента в противоположном случае, когда плотность электростатической энергии вблизи сферы очень велика. При этом захваченные ионы способствуют дополнительному экрани-

рованию сферы, значительно компенсируя дефицит положительного заряда плазмы при высоких значениях электрического поля. На больших временах захваченные ионы осциллируют в почти статических потенциальных ямах, и структура сгустка существенно не меняется. На рассматриваемых временных масштабах физическая система переходит в состояние устойчивого равновесия.

## 10. Заключение

Благодаря широкому кругу приложений, исследование взаимодействия плазмы с поглощающим телом остается одной из наиболее актуальных проблем кинетической теории. Несмотря на прогресс в изучении структуры возмущенной плазмы и разработке методов ее описания, следует признать, что достаточно общее решение задачи до сих пор отсутствует, даже при ее решении в наиболее рафинированной постановке в условиях применимости уравнения Власова.

Выше представлены результаты расчетов, дополняющие предшествующий анализ задачи, наиболее подробно изложенный в [Альперт и др., 1964]. Можно надеяться, что этот материал послужит фундаментом для дальнейшего всестороннего исследования энергетики и устойчивости равновесных состояний возмущенной плазмы. Содержание статьи в значительной мере опирается на факт существования внешней границы области захвата заряженных частиц, которая служит важным параметром рассматриваемой физической системы [Красовский, 2013]. Радиус сферы захвата, которому ранее, по-видимому, не уделялось должного внимания, имеет четкое формальное определение, в отличие от часто используемых для упрощения математических выкладок условных границ.

Второй подход, продемонстрированный в статье, устраняет основную трудность на пути последовательного описания возмущенной плазмы. По существу, этот подход дает ответ на ключевой вопрос теории, позволяя определить функцию распределения захваченных частиц [Киселев и др., 2014]. Предварительные результаты численных экспериментов показывают, что основная цель, решение задачи в широком диапазоне параметров плазмы, вполне достижима на этом пути, хотя требуются дополнительные усилия для повышения точности вычислений.

## Приложение 1

Здесь представлены расчеты основных физических величин в случае моно-энергетических функций распределения электронов и ионов на бесконечности  $f_{e0} = (n_0/4\pi V_{e0}^2)\delta(v - V_{e0})$  и  $f_{i0} = (n_0/4\pi V_{i0}^2)\delta(v - V_{i0})$ . В частности, при равных энергиях (эффективных температурах) электронов и ионов  $V_{0i}/V_{0e} = \mu = (m_e/m_i)^{1/2}$ ,  $d_e = d_i = d$ , с учетом (10), безразмерные невозмущенные функции распределения равны

$$f_{0e} = f_{0i} = (A/4\pi)\delta(v - A^{-1/2}). \quad (62)$$

Вероятно, постановка задачи становится при этом несколько модельной. Однако, сохраняя качественные физические особенности, эта модель все же заслуживает внимания с учетом значительного упрощения математических выкладок. В определенной степени, решение задачи в такой упрощенной постановке может служить полезным эталоном с учетом произвола выбора невозмущенных распределений частиц в бесстолкновительной плазме. Кроме того, сравнение результатов, представленных здесь, с аналогичными выражениями для максвелловских  $f_{e0}$  и  $f_{i0}$  из Приложения 2 позволяет оценить влияние вида невозмущенных функций распределения на характеристики возмущения плазмы.

Подстановка  $f_{e0}$  и  $f_{i0}$  и интегрирование в (24)–(28), (47)–(49), (52) и (53) приводит к результату

$$j_e = (x/4)(1 - 2A), \quad (63)$$

$$-S_e = (x/8)(1 - 2A)(1 - 2A\alpha),$$

$$n_e = (1/2)[\sqrt{1 - 2A\alpha} + \sqrt{(1 - x) + 2A(x - \alpha)}], \quad (64)$$

$$\mathcal{E}_e = (1/4)(1 - 2A\alpha)[\sqrt{1 - 2A\alpha} + \sqrt{(1 - x) + 2A(x - \alpha)}],$$

$$12\mathcal{E}_e^r = (1 - 2A\alpha)^{3/2} + [(1 - x) + 2A(x - \alpha)]^{3/2},$$

$$-j_i = (x/4)(1 + 2A), \quad (65)$$

$$-S_i = (x/8)(1 + 2A)(1 + 2A\alpha),$$

$$(n_i - n_T) = (1/2)[\sqrt{1 + 2A\alpha} + \sqrt{(1 - x) - 2A(x - \alpha)}], \quad (66)$$

$$(\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_T) = (1/4)(1 + 2A\alpha)[\sqrt{1 + 2A\alpha} + \sqrt{(1 - x) - 2A(x - \alpha)}],$$

$$12(\mathcal{E}_i^r - \mathcal{E}_T^r) = (1 + 2A\alpha)^{3/2} + [(1 - x) - 2A(x - \alpha)]^{3/2}.$$

Уравнение Пуассона (2) приобретает вид

$$4AD^2x^2(2x\alpha'' + \alpha') = n_T + \sqrt{1 + 2A\alpha} - \sqrt{1 - 2A\alpha} + \sqrt{(1 - x) - 2A(x - \alpha)} - \sqrt{(1 - x) + 2A(x - \alpha)}.$$

При малом  $A$  и  $n_T = 0$  отсюда следует уравнение (29) раздела 5. Рассматриваемая здесь модель невозмущенной плазмы, по-видимому, самая простая. Возможны и комбинированные модели. В частности, в [Bernstein, Rabinowitz, 1959] предполагалось, что функция распределения ионов моноэнергетическая, в то время как для концентрации электронов использовалась формула Больцмана.

## Приложение 2

Как и в первом приложении, ниже приводятся выражения для основных моментов функций распределения электронов и ионов, с той разницей, что в качестве невозмущенных распределений здесь выбраны максвелловские функции  $f_{e0} = n_0(2\pi)^{-3/2}V_{Te}^{-3} \exp(-v^2/2V_{Te}^2)$ ,  $f_{i0} = n_0(2\pi)^{-3/2}V_{Ti}^{-3} \exp(-v^2/2V_{Ti}^2)$ , или в безразмерном виде [Красовский, 2014]

$$f_{e0} = (a_e/2\pi)^{3/2} \exp(-a_e w), \quad f_{i0} = (a_i/2\pi)^{3/2} \exp(-a_i w), \quad (67)$$

где  $a_{e,i} \equiv 3A(d_{e,i}/d)^2$ . Заметим, что нижеприведенные выражения для концентрации и плотности тока, по существу, дублируют известные формулы [Гуревич, 1963; Альперт и др., 1964], и здесь представлены исключительно для полноты изложения и возможности сравнения. Тем не менее даже они отличаются более компактной формой записи с использованием безразмерных переменных. Ниже, для краткости, используются функции  $x$

$$\beta = 1 - \alpha, \quad \gamma = (x - \alpha)/(1 - x), \quad \delta = 1 + \gamma = (1 - \alpha)/(1 - x), \quad \lambda = u_T - \gamma,$$

и функция, определенная с помощью интеграла вероятности

$$\mathcal{F}(z) \equiv \operatorname{erf}(\sqrt{z}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{z}} dt \exp(-t^2).$$

Интегрирование в (24)–(28), (47)–(49), (52) и (53) приводит к следующим результатам. Моменты функции распределения электронов определены выражениями

$$\begin{aligned}
 (j_e/x)\sqrt{2\pi}(a_e/A)^{1/2} &= e^{-a_e}, & (68) \\
 -(S_e/x)\sqrt{2\pi}(a_e/A)^{3/2} &= e^{-a_e}(2 + a_e\beta), \\
 2n_e &= e^{-a_e\alpha}[1 + \mathcal{F}(a_e\beta)] + (1-x)^{1/2}e^{a_e\gamma}[1 - \mathcal{F}(a_e\delta)], \\
 2(\mathcal{E}_e/\mathcal{E}_{e0}) &= e^{-a_e\alpha}[1 + \mathcal{F}(a_e\beta)] + (1-x)^{1/2}e^{a_e\gamma}[1 - \mathcal{F}(a_e\delta)][1 - (2/3)a_ex\delta], \\
 6(\mathcal{E}_e^r/\mathcal{E}_{e0}) &= e^{-a_e\alpha}[1 + \mathcal{F}(a_e\beta)] + (1-x)^{3/2}e^{a_e\gamma}[1 - \mathcal{F}(a_e\delta)] - 2xe^{-a_e}(a_e\beta/\pi)^{1/2}.
 \end{aligned}$$

Для моментов функции распределения ионов получаем

$$\begin{aligned}
 -(j_i/x)\sqrt{2\pi}(a_i/A)^{1/2} &= e^{-a_iu_T}[1 + a_i(1 + u_T)] + a_i^2 \int_0^{u_T} dw e^{-a_iw} J_s(w), & (69) \\
 -\sqrt{2\pi}(a_i/A)^{3/2}(S_i - A\alpha j_i)/x &= e^{-a_iu_T}[(2 + a_i)(1 + a_iu_T) + (a_iu_T)^2] + \\
 & a_i^3 \int_0^{u_T} dw w e^{-a_iw} J_s(w), \\
 2(n_i - n_T) &= e^{a_i\alpha}[1 - \mathcal{F}(a_i\alpha)] + 2(a_i\alpha/\pi)^{1/2} + (1-x)^{1/2}e^{-a_iu_T}(e^{a_i\lambda}[1 - \mathcal{F}(a_i\lambda)] + \\
 & + 2(a_i\lambda/\pi)^{1/2}) - a_i^{3/2}(2/\pi)^{1/2}\mathcal{L}e^{-a_iw}P, & (70)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 2[(\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_T)/\mathcal{E}_{i0}] &= e^{a_i\alpha}[1 - \mathcal{F}(a_i\alpha)] + 2(a_i\alpha/\pi)^{1/2}[1 + (2/3)a_i\alpha] + \\
 & (1-x)^{1/2}e^{-a_iu_T}(e^{a_i\lambda}[1 - \mathcal{F}(a_i\lambda)][1 + (2/3)a_ix\delta] + \\
 & + 2(a_i\lambda/\pi)^{1/2}[1 + (2/3)a_i(u_T + \alpha)]) - (2/3)(2/\pi)^{1/2}a_i^{5/2}\mathcal{L}e^{-a_iw}(w + \alpha)P, \\
 6[(\mathcal{E}_i^r - \mathcal{E}_T^r)/\mathcal{E}_{i0}] &= e^{a_i\alpha}[1 - \mathcal{F}(a_i\alpha)] + 2(a_i\alpha/\pi)^{1/2}[1 + (2/3)a_i\alpha] + \\
 & (1-x)^{3/2}e^{-a_iu_T}(e^{a_i\lambda}[1 - \mathcal{F}(a_i\lambda)] + 2(a_i\lambda/\pi)^{1/2}[1 + (2/3)a_i\lambda]) - \\
 & (1/3)(2/\pi)^{1/2}a_i^{5/2}\mathcal{L}e^{-a_iw}P^3.
 \end{aligned}$$

Интегральный оператор  $\mathcal{L}$  определен в разделе 6.

Выражения для плотности тока и концентрации ионов, движущихся инфинитно, (69) и (70) позволяют воспроизвести соответствующие формулы полученные ранее в несколько ином виде [Гуревич, 1963; Альперт и др., 1964]. Так например, выражение (70) тождественно (8.39) из [Альперт и др., 1964]. Чтобы убедиться в этом достаточно перейти в интегральных членах от  $w$  к новой переменной интегрирования  $\eta$ , используя (37) в виде  $w = \eta(d\alpha/d\eta) - \alpha(\eta)$ , и далее вернуться к обычным величинам вместо безразмерных.

Если потенциал сферы мал, уравнение Пуассона принимает вид

$$(2/3)D^2x^2(\alpha' + 2x\alpha'') = \alpha - (x - \alpha)/\sqrt{1-x}.$$

В предельном случае  $D \gg 1$  решение этого уравнения можно найти в [Гуревич, 1964].

### Список литературы

- [Альперт и др., 1964] *Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Питаевский Л.П.* Искусственные спутники в разреженной плазме. М.: Наука, 1964.
- [Альперт, 1974] *Альперт Я.Л.* Волны и искусственные тела в приземной плазме. М.: Наука, 1974.
- [Грингауз, Зеликман, 1957] *Грингауз К.И., Зеликман М.К.* // УФН. 1957. Т. 63. С. 239.
- [Гуревич, 1963] *Гуревич А.В.* // Геомагнетизм и аэрономия. 1963. Т. 3. С. 185.
- [Гуревич, 1963а] *Гуревич А.В.* // Геомагнетизм и аэрономия. 1963. Т. 3. С. 1021.
- [Гуревич, 1964] *Гуревич А.В.* // Геомагнетизм и аэрономия. 1964. Т. 4. С. 3.
- [Каган, Перель, 1955] *Каган Ю.М., Перель В.И.* // ЖЭТФ. 1955. Т. 29. С. 261.
- [Каган, Перель, 1963] *Каган Ю.М., Перель В.И.* // УФН. 1963. Т. 81. С. 409.
- [Киселев и др., 2014] *Киселев А.А., Долгонос М.С., Красовский В.Л.* // ДАН. 2014. Т. 456. № 3. С. 290.
- [Красовский, 2013] *Красовский В.Л.* // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 572.
- [Красовский, 2014] *Красовский В.Л.* // Геомагнетизм и аэрономия. 2014. Т. 54. С. 455.
- [Майоров, 2005] *Майоров С.А.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 749.
- [Морз, 1974] *Морз Р.* // Вычислительные методы в физике плазмы / Под ред. Б. Олдера, С. Фернбаха, М. Ротенберга. М.: Мир, 1974. С. 213.
- [Фортон, Морфилл, 2012] *Фортон В., Морфилл Г.* Комплексная и пылевая плазма. М.: Физматлит, 2012.
- [Цытович, 1997] *Цытович В.Н.* // УФН. 1997. Т. 168. С. 57.
- [Allen, 1992] *Allen J.E.* // Physica Scripta. 1992. V. 45. P. 497.
- [Allen et al., 1957] *Allen J., Boyd R., Reynolds P.* // Proc. Phys. Soc. 1957. V. B70. P. 297.
- [Bernstein, Rabinowitz, 1959] *Bernstein I.B., Rabinowitz I.N.* // Phys. Fluids. 1959. V. 2. P. 112.
- [Choi, Kushner, 1994] *Choi S.J., Kushner M.J.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1994. V. 22. P. 138.
- [Goertz, 1989] *Goertz C.K.* // Rev. Geophys. 1989. V. 27. P. 271.
- [Goree, 1992] *Goree J.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 277.
- [Guio, Pecseli, 2005] *Guio P., Pecseli H.L.* // Ann. Geophysicae. 2005. V. 23. P. 853.
- [Hutchinson, 2006] *Hutchinson I.H.* // Plasma Phys. Control. Fus. 2006. V. 48. P. 185.
- [Hutchinson, Patacchini, 2010] *Hutchinson I.H., Patacchini H.* // Plasma Phys. Control. Fus. 2010. V. 52. 124005.
- [Kennedy, Allen, 2002] *Kennedy R.V., Allen J.E.* // J. Plasma Phys. 2002. V. 67. part 4. P. 243.
- [Kennedy, Allen, 2003] *Kennedy R.V., Allen J.E.* // J. Plasma Phys. 2003. V. 69. part 6. P. 485.
- [Laframboise, 1966] *Laframboise J.G.* // Report No. 100, Institute for Aerospace Studies, University of Toronto (UTIAS), 1966.
- [Lampe et al., 2003] *Lampe M., Goswami R., Sternovsky Z. et al.* // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 1500.
- [Langmuir, 1929] *Langmuir I.* // Phys. Rev. 1929. V. 34. P. 876.
- [Langmuir, Mott-Smith, 1924] *Langmuir I., Mott-Smith H.* // Phys. Rev. 1924. V. 27. P. 449.
- [Langmuir, Blodgett, 1924] *Langmuir I., Blodgett K.* // Phys. Rev. 1924. V. 24. P. 49.
- [Lapenta, 1999] *Lapenta G.* // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 1442.
- [Lapenta, 2003] *Lapenta G.* // Advanced Methods for Space Simulation / Eds. H. Usui, Y. Omura. Tokyo: TERRAPUB, 2003. P. 61.
- [Mott-Smith, Langmuir, 1926] *Mott-Smith H., Langmuir I.* // Phys. Rev. 1926. V. 28. P. 727.
- [Shukla, 2002] *Shukla P.K.* Dust Plasma in Space. N. Y.: Nova Science Publishers Inc., 2002.
- [Sukhinin, 2009] *Sukhinin G., Fedoseev A., Antipov S. et al.* // J. Phys. A. Math. Theor. 2009. V. 42. P. 214027.
- [Sukhinin, 2009a] *Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., Antipov S.N. et al.* // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. P. 036404.
- [Whipple, 1981] *Whipple E.C.* // Rep. Prog. Phys. 1981. V. 44. P. 1197.

## V.4. КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ К КОНСТАНТАМ СКОРОСТЕЙ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В УСЛОВИЯХ ПЛАЗМЫ СОЛНЦА

*А. Н. Старостин<sup>1</sup>, М. Г. Гладуш<sup>1,2</sup>, Ю. В. Петрушевич<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», г. Москва, г. Троицк, Россия

<sup>2</sup> Институт спектроскопии РАН, г. Москва, г. Троицк, Россия

Рассматриваются возможности современных расчетно-теоретических и экспериментальных подходов к анализу ситуаций, когда измерения нерезонансного сечения ядерных реакций оказываются сильно зависящими от среды, в которой происходит взаимодействие. Учитывается влияние квантовых эффектов, возникающих в силу принципа неопределенности Гейзенберга для энергии реагирующих частиц, упруго взаимодействующих с частицами неидеальной среды. Для расчета скоростей ядерных реакций в неидеальных условиях применялся метод Монте-Карло. Результаты точных расчетов сравнивались с приближенными аналитическими расчетами соответствующей диаграммы Фейнмана с помощью нерелятивистских кинетических функций Грина в неидеальной среде, которые соответствуют обобщенной функции распределения взаимодействующих частиц по энергиям и импульсам. Проведенные расчеты показывают, что квантовые эффекты существенно влияют на скорости таких реакций, как  $p + {}^7\text{Be}$ ,  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ ,  $p + {}^7\text{Li}$  и  ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ . Уточненные величины скоростей реакций могут быть значительно выше, чем классические для условий, ожидаемых в недрах Солнца и сверхновых звезд. Вопрос о количественном согласии развитой теории с экспериментом затруднен одним из многих, плохо определенных понятий о зарядовом составе и корреляциях частиц в многокомпонентной, зачастую вырожденной, неидеальной плазме.

### 1. Введение

Скорости нерезонансных ядерных реакций, в частности реакций синтеза в плазме, определяются кинетической энергией взаимодействующих частиц в системе их центра масс, а также их распределением по энергиям и импульсам. При не слишком высокой температуре основной вклад в реакции синтеза будут давать частицы с энергией в несколько раз превышающей температуру плазмы. При этом известно, что в плотных средах квантовая неопределенность энергии частиц, связанная с их частыми столкновениями с другими частицами, приводит к нарушению однозначной связи между энергией и импульсом частиц [Галицкий, Мигдал, 1958; Kadanoff, Baym, 1962; Елецкий и др., 2005]. Это обстоятельство для значительных плотностей среды должно отражаться в появлении степенной поправки к функции распределения частиц по импульсам.

Вопрос об учете влияния квантовых эффектов на равновесную функцию распределения по импульсам исследовался Е. Вигнером и др. [Wigner, 1932; Ландау, Лифшиц, 2001, т. 5; Uhlenbeck, Gropper, 1932], которые нашли поправку к максвелловской функции, пропорциональную квадрату постоянной Планка. Полученный результат связан с некоммутативностью операторов кинетической и потенциальной энергии взаимодействия частиц, и приводит к росту эффективной «температуры» с увеличением плотности частиц.



Первые результаты о степенной зависимости равновесной функции распределения (как  $p^{-4}$ ) для «настоящих» Бозе-частиц были получены Н.Н. Боголюбовым в его знаменитой работе по слабонеидеальному сверхтекучему Бозе-газу [Боголюбов, 1947; Питаевский, Лифшиц, 2001, т. 9]. Аналогичным образом получается импульсное распределение для электронов в сверхпроводящей фазе при импульсах, больших Фермиевского. Позже результат о степенной зависимости функции распределения при таких импульсах был получен Беляковым [Беляков, 1961] для электронов, взаимодействующих с короткодействующими примесями. В 1960 г. Е. Даниель и С. Воско [Daniel, Vosko, 1960] нашли функцию распределения электронов, с учетом их обменного взаимодействия, при импульсах выше Фермиевского которая убывала за Фермиевским скачком по закону  $p^{-8}$ .

В 1966 г. В. М. Галицкий и В. В. Якимец [Галицкий, Якимец, 1966] показали, что в равновесном распределении частиц по импульсам, за счет квантовых эффектов возникает степенная добавка к максвелловской функции распределения при больших значениях импульса, т. е. больших теплового или фермиевского. Для кулоновского потенциала взаимодействия обратная степень зависимости от импульса была равна восьми. В 1975 г. Кимбалл [Kimball, 1975] доказал, что в кулоновской системе асимптотика распределения по импульсам также имеет восьмую степень, независимо от температуры плазмы. При соударении частиц одного сорта в теории возникает дополнительный множитель, пропорциональный корреляционной функции на нулевых расстояниях между ними. Этот множитель может быть порядка 0.5 для электронов, сталкивающихся друг с другом вследствие принципа Паули. Для тяжелых частиц, типа протонов или дейтерия, этот множитель в сильно неидеальной плазме мал. В этой работе показано, что функцию распределения по импульсам можно получить из данных по аннигиляции позитронов и комптоновскому рассеянию фотонов в случае применимости импульсного приближения.

В работах [Starostin et al., 2000; Coraddu et al., 2004; Старостин и др., 2005] предложена простая модель типа лоренцевского газа, в которой легкая частица рассеивается на тяжелой примесной частице и численно показано заметное отклонение функции распределения от максвелловской, связанное с учетом квантовых поправок. Это приводит к степенному затуханию функции распределения, причем показатель степени также равен восьми для экранированного кулоновского взаимодействия. Было высказано предположение, что такое затухание должно влиять на скорости реакций рассеивающихся частиц, приводя, в частности, к неэкспоненциальной температурной зависимости констант скоростей реакции неупругих процессов.

Из литературы [Zubarev, 2008; Bahcall et al., 2002] известны определенные критические замечания, связанные с использованием асимптотического представления одночастичной функции распределения для расчета скоростей реакций, в том числе реакций синтеза. Проблема заключается в том, что, на самом деле, мы должны использовать произведение функций распределения по импульсам в лабораторной системе отсчета для обоих реагирующих частиц, но из-за наличия немаксвелловских степенных хвостов, выполнить аналитический расчет скорости реакции затруднительно, поскольку сечение зависит от относительного импульса частиц в системе их центра масс.

В настоящей работе проведено моделирование реакций термоядерного синтеза с учетом влияния этого механизма на функцию распределения в реальных экспериментальных условиях, и вычислены скорости некоторых реакций. Показано, что в общем виде скорость реакции определяется диаграммой, представленной на рис. 1, для одночастичной кинетической функции Грина или обобщенной функции распределения частицы по энергиям и импульсам, соответствующей процессу ухода частиц сорта  $a$  и сводящейся в общем виде к десятикратному интегралу. То есть

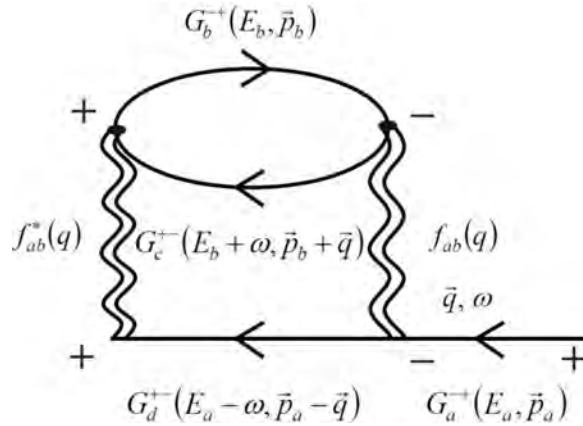


Рис. 1. Диаграмма для реакции  $a + b \rightarrow c + d$

в исходном выражении не предполагается простое усреднение сечения реакции, зависящего в основном от относительного импульса частиц в системе их центра масс, (а не от их суммарной энергии) по одночастичной квантовой функции распределения по импульсам. Показано также, что в некоторых условиях этот интеграл редуцируется до пятикратного, а в модельном случае — до трехкратного. В ряде случаев последний интеграл вычисляется явно и содержит кроме классического Максвелловского вклада добавки от степенных распределений по импульсам для каждой из реагирующих частиц. Каждый этап редуцирования и соответствующего упрощения, проверяется численно без использования упрощений. Предприняты попытки расчета некоторых реакций синтеза для условий в недрах солнечной плазмы. Показана разумная точность упрощенных явных оценок констант скоростей реакций в этих условиях.

Основываясь на результатах подобных расчетов, можно сделать вывод, что при определенных условиях возможно значительное увеличение скорости выхода нейтронов, связанное именно со степенным характером затухания функции распределения реагирующих частиц по импульсам. В частности, увеличение скорости реакции  $d + d$  может наблюдаться в ходе лабораторных испытаний. Отметим также возможные изменения величины константы скорости реакции в плазме астрофизических объектов.

Для ряда реакций влияние степенных поправок оказывается весьма значительным при относительно низких температурах и больших плотностях неидеальной плазмы. Отметим, что в расчетах выхода нейтронов используется зарядовый состав, рассчитанный по разным моделям неидеальной плазмы. Понятие ионного состава является плохо определенным в этих условиях, так как в ионизованных плотных средах вклад связанных и свободных состояний зависит от постановки задачи. В термодинамике плазмы вклад связанных состояний определяется сходящейся статистической суммой типа Планка–Ларкина, содержащей вычитания, а вклад частиц в излучение определяется суммой произведений равновесных бoльцмановских населенностей и вероятностей спонтанного излучения, которая сходится и не требует дополнительных вычитаний. Это приводит к тому, что число связанных состояний, дающих вклад в давление плазмы, отличается от числа связанных состояний, наблюдаемых в излучении плазмы. В плазме многозарядных ионов сложного состава возможно образование многозарядных эксимерных молекул, обычно не учитываемых в рамках часто используемых моделей среднего иона. Наличие вырождения электронов также сильно влияет на количество полностью ионизованных ядер дейтерия и среднего от их произведения по статистическому ансамблю.

## 2. Способы учета квантовых поправок, приводящих к степенной зависимости функции распределения по импульсам в асимптотической области

Рассмотрим, каким образом квантовые эффекты могут влиять на функцию распределения взаимодействующих частиц. В простейшем виде задача о взаимодействии двух частиц сводится к задаче о рассеянии частицы с приведенной массой в поле неподвижного центра. Ее волновая функция представляется в виде суммы свободно движущейся частицы и сферической волны, рассеянной под углом  $\theta$  на этом центре. Таким образом, волновую функцию частицы, как решение уравнения Шредингера, можно представить — через асимптотику по переменной  $r$  вдали от рассеивающего центра в виде [Ландау, Лифшиц, 2001, т. 3]

$$\psi_j(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{p}_j\mathbf{r}} + \frac{e^{ip_j r}}{r} F(\theta), \quad (1)$$

где  $F(\theta)$  — амплитуда рассеяния. В импульсном представлении эта волновая функция может быть записана в виде

$$\psi_j(\mathbf{p}) = (2\pi\hbar)^3 \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_j) + \frac{4\pi F(\mathbf{p}, \mathbf{p}_j)}{p_j^2 - p^2 + i0}, \quad (2)$$

где

$$F(\mathbf{p}, \mathbf{p}_j) = -\frac{m}{(2\pi)^4} \int U(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \psi_j(\mathbf{p}') d\mathbf{p}'. \quad (3)$$

Так как рассматривается асимптотическая форма  $f(\mathbf{p})$  при больших значениях импульса, становится возможным использовать борновское приближение для амплитуды рассеяния. В этом приближении приходим к формуле

$$\psi_j(\mathbf{p}) = (2\pi\hbar)^3 \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_j) + \frac{2m}{p_j^2 - p^2 + i0} \sum_l \exp\left\{\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p} - \mathbf{p}_i) \mathbf{R}_l\right\} U(\mathbf{p} - \mathbf{p}_i), \quad (4)$$

где  $U(\mathbf{p})$  — Фурье-образ потенциала рассеяния  $U(\mathbf{r})$ .

Функция распределения по импульсам для канонического ансамбля частиц с температурой  $T = 1/\beta$  определяется усреднением по состояниям частиц с зарядом  $Z$ , различной энергией  $E_j$ , которые находятся в объеме  $V$

$$f(\mathbf{p}) = \frac{1}{ZV} \sum_j e^{-\beta E_j} |\psi_j(\mathbf{p})|^2. \quad (5)$$

Если подставить (4) в (5) и затем усреднить по положениям примесных частиц с плотностью  $N$ , то для больших значений импульса  $\mathbf{p}$  и кинетической энергии  $\varepsilon_p^2$  получим

$$f(\mathbf{p}) \sim \hbar \frac{N}{V} \frac{|U(\mathbf{p})|^2}{\varepsilon_p^2}. \quad (6)$$

Более того, для короткодействующего потенциала амплитуду рассеяния (3) можно представить как сумму амплитуд рассеяния частиц в присутствии одного атома примеси  $F^{(1)}(\mathbf{p}_i, \mathbf{p})$

$$f(\mathbf{p}) \sim \hbar \frac{N}{V} \frac{1}{\varepsilon_p^2} \int |F^{(1)}(\mathbf{p}_i, \mathbf{p})|^2 d\Omega, \quad (7)$$

где интегрирование ведется по телесному углу. Аналогичный результат получается при преобразовании Фурье волновой функции частицы также в присутствии одиночного атома примеси

$$f(\mathbf{p}) \sim \hbar \frac{N}{V} \int \left| \int \exp\left(-\frac{i\mathbf{p}\mathbf{r}}{\hbar}\right) \psi_i^{(+)}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2 d\Omega. \quad (8)$$

Так как предмет исследования в интересующем случае — плотная среда, где местоположения атомов примеси могут быть сильно скоррелированы, представляется возможным учесть эту взаимосвязь посредством корреляционной функции  $g(\mathbf{R})$ , что приводит к дополнительному множителю  $S(\mathbf{p})$  при проведении усреднения по состояниям системы частиц

$$f(\mathbf{p}) \sim \hbar \frac{N}{V} \frac{1}{\varepsilon_p^2} \int |F^{(1)}(\mathbf{p}_i, \mathbf{p})|^2 S(\mathbf{p}) d\Omega, \quad (9)$$

где

$$S(\mathbf{p}) \sim \hbar \frac{N}{V} \int (g(\mathbf{R}) - 1) \exp\left(-\frac{i\mathbf{p}\mathbf{R}}{\hbar}\right) d\mathbf{R}. \quad (10)$$

В выражениях (7)–(9)  $p_j \sim \sqrt{2mT} \sim p$ . Из (6) можно получить зависимость функции распределения в асимптотической области импульса для различного вида энергии взаимодействия частиц. Учтем при этом, что  $U(\mathbf{p})$  — Фурье-образ  $U(\mathbf{r})$ . Например, если  $U(\mathbf{r}) \sim \delta(\mathbf{r})$  при больших значениях  $p$ , то  $f(\mathbf{p}) \sim \hbar n/p^4$  — результат Белякова [Беляков, 1961]. Для потенциала  $U(\mathbf{r}) \sim 1/r$  функция распределения  $f(\mathbf{p}) \sim \hbar n/p^8$  — результат Галицкого и Якимца [Галицкий, Якимец, 1966]. В релятивистском случае короткодействующего потенциала  $f(\mathbf{p}) \sim \hbar n/p^6$ .

При отказе от предположения об аддитивности амплитуд рассеяния можно записать систему уравнений, которая дает возможность вычислять амплитуду многократного рассеяния для системы короткодействующих потенциалов [Foldy, 1945] численно, разлагая в ряды Фурье

$$f_N = \sum_j \left[ f_j \exp\left(\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p}_i - \mathbf{p})\mathbf{z}_j\right) + \sum_{k \neq j} f_k \frac{\exp(i\mathbf{p}_i R_{jk}/\hbar)}{R_{jk}} Q_k \right], \quad (11)$$

$$Q_j = f_j \exp\left(\frac{i}{\hbar}\mathbf{p}_i \mathbf{z}_j\right) + \sum_{k \neq j} f_k \frac{\exp(ip_i R_{jk}/\hbar)}{R_{jk}} Q_k, \quad (12)$$

$$f_N = \sum_j Q_j \exp\left(\frac{i}{\hbar}\mathbf{p}\mathbf{z}_j\right). \quad (13)$$

Вычисленная таким образом  $f_N$  представляет собой амплитуду рассеяния на  $N$  центрах. Функция распределения при больших значениях импульса может быть получена путем усреднения  $f_N$  по положению центров.

Еще один способ учета квантовых поправок, которые приводят к степенной зависимости функции распределения от импульса в асимптотической области, — использование одночастичной матрицы плотности

$$\rho(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{Z} \sum_i e^{-\beta E_i} \psi_i(\mathbf{r}_1) \psi_i^*(\mathbf{r}_2). \quad (14)$$

Дифференцируя (14) по  $\beta$ , получим, учитывая уравнение Шредингера для матрицы плотности

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}{\partial \beta} = \frac{1}{2} \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_1 + U(\mathbf{r}_1) - \frac{\hbar^2}{2m} \Delta_2 + U(\mathbf{r}_2) \right) \rho(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2). \quad (15)$$

Производя затем замену переменных  $\xi = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ ,  $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$ , для Фурье-образа матрицы плотности

$$\rho(\mathbf{p}, \mathbf{R}) = \int \exp\left(-\frac{i\mathbf{p}\xi}{\hbar}\right) \rho(\mathbf{R}, \xi) d\xi \quad (16)$$

приходим к уравнению

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{p}, \mathbf{R})}{\partial \beta} = \int \exp\left(-\frac{i\mathbf{p}\xi}{\hbar}\right) \left(-\frac{\hbar^2}{8m} \Delta_R - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + U(\mathbf{R}) + \frac{\xi_i \xi_j}{8} \frac{\partial^2 U}{\partial R_i \partial R_j}\right) \rho(\mathbf{R}, \xi) d\xi, \quad (17)$$

для которого граничные условия определены как  $\rho = 1$  при  $\beta = 0$ . Для того, чтобы найти разложение по степеням  $\hbar^2$ , решение этого уравнения нужно искать в виде  $\rho(\mathbf{p}, \mathbf{R}) = \exp(-\beta \varepsilon_p - \beta U(\mathbf{R})) \chi$ , где  $\chi = 1 + \hbar^2 \chi_1$  и  $\chi_1 = 0$  при  $\beta = 0$ . Тогда уравнение преобразуется к виду

$$\frac{\partial \chi_1}{\partial \beta} = -\frac{\beta^2}{8m^2} p_i p_j \frac{\partial^2 U}{\partial \xi_i \partial \xi_j} - \frac{\beta^2}{8m} (\nabla U)^2. \quad (18)$$

Функция распределения электронов при рассеянии на атомах, располагающихся в точках с координатами  $R$ , вычисляется как

$$\tilde{f}(\mathbf{p}) = \int \rho(\mathbf{p}, \mathbf{R}) d\mathbf{R}, \quad (19)$$

или с учетом разложения матрицы плотности по волновым функциям

$$\tilde{f}(\mathbf{p}) = \frac{1}{ZV} \sum_i \int d\mathbf{R} \int d\xi \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \mathbf{p}\xi - \beta E_i\right) \psi_i(\mathbf{R} + \xi/2) \psi_i^*(\mathbf{R} - \xi/2). \quad (20)$$

Можно показать, что для электронов, взаимодействующих с нейтральными атомами через потенциал  $U(\mathbf{R}) \approx -\alpha e^2/R^4$ , где  $\alpha$  — атомная поляризуемость, квантовые поправки к функции распределения оказываются существенными, начиная с концентраций  $n_a \approx 3 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ .

Следует отметить, что квантовые эффекты необходимо учитывать в двух случаях: в случае вырождения тождественных частиц со спином (статистика Ферми–Дирака или Бозе–Эйнштейна), и в случае соотношения неопределенности по энергиям, следующего из-за частых соударений с частицами среды. Наряду с интерпретацией, основанной на соотношении неопределенности энергия–время, для эффекта отращения «хвостов» у функции распределения может быть предложена интерпретация, основанная на соотношении неопределенностей между координатой и импульсом. Согласно такой интерпретации, взаимодействие частицы с ее окружением ограничивает доступный ей объем пространства, что, в соответствии с соотношением неопределенностей, приводит к увеличению объема в импульсном пространстве, т. е. к росту доли частиц, имеющих более высокое значение импульса. Связь между двумя способами интерпретации эффекта степенных «хвостов» на функции распределения по импульсам можно охарактеризовать соотношением  $\hbar\nu/T \sim \lambda_T/l$ , где  $\lambda_T$  — тепловая длина волны де Бройля частицы,  $l$  — ее длина свободного пробега по отношению к изменению импульса,  $T$  — температура среды. В случае, описываемом ниже, мы рассматриваем модель лоренцевского газа и ограничиваемся пределом, когда параметр  $\lambda_T/l$  является малым. В пределе  $\lambda_T/l \sim 1$  теория сильно усложняется и возникает возможность локализации Андерсона.

Получим уточненную функцию распределения используя метод функций Грина. Будем, как и ранее, предполагать, что частицы взаимодействуют только с тяжелыми,

практически неподвижными примесями. Пусть  $N$  — концентрация примесей,  $\mathbf{R}_m$  — совокупность их координат, а  $U(\mathbf{r}) = \sum_m U_0(\mathbf{r} - \mathbf{R}_m)$  — потенциал взаимодействия частиц массы  $m$  с примесями. Такая постановка описывает, так называемую, модель Лоренцева газа [Абрикосов и др., 1962].

Вычисление полусумм уравнений для запаздывающих функций Грина  $G^R$  дает

$$\frac{1}{2} \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial t_1} + i\hbar \frac{\partial}{\partial t_2} + \frac{\hbar^2}{2m} \Delta_1 + \frac{\hbar^2}{2m} \Delta_2 - U(\mathbf{r}_1) - U(\mathbf{r}_2) \right) \times \\ \times G^R(\mathbf{r}_1, t_1, \mathbf{r}_2, t_2) = \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(t_1 - t_2). \quad (21)$$

В новых координатах  $\tau = t_1 - t_2$ ,  $T = (t_1 + t_2)/2$ ,  $\xi = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ ,  $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$  после разложения  $U(\mathbf{R} \pm \xi/2)$  в окрестности  $\mathbf{R}$  выражение для Фурье-образа функции Грина

$$G^R(E, \mathbf{p}, \mathbf{R}) = \int \exp\left(iE\tau - \frac{i\mathbf{p}\xi}{\hbar}\right) G^R(\xi, \tau, \mathbf{R}, T) d\tau d\xi \quad (22)$$

запишется в следующем виде:

$$\left( E + \frac{\hbar^2}{8m} \Delta_R - \varepsilon_p - U(\mathbf{R}) + \frac{\hbar^2}{8} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{p}_i \partial \mathbf{p}_j} \frac{\partial^2 U}{\partial R_i \partial R_j} \right) G^R = 1. \quad (23)$$

Последние два слагаемых в скобках возникают вследствие разложения потенциала  $U(\mathbf{R} \pm \rho/2)$  в ряд в окрестности  $\mathbf{R}$ ,  $\varepsilon = p^2/2m$  — кинетическая энергия.

Для нахождения разложения по степеням постоянной Планка необходимо представить запаздывающую функцию Грина в виде  $G^R = G_0^R + \hbar^2 G_1^R$ . После разделения слагаемых с различными степенями  $\hbar$  получаем

$$G_0^R = \frac{1}{E - \varepsilon_p - U + i\delta}, \quad (24)$$

$$G_1^R = -\frac{1}{4m} \frac{\Delta U}{(E - \varepsilon_p - U + i\delta)^3} - \frac{1}{4m} \frac{(\Delta U)^2}{(E - \varepsilon_p - U + i\delta)^4} - \\ - \frac{1}{4m^2} \mathbf{p}_i \mathbf{p}_j \frac{\partial^2 U}{\partial R_i \partial R_j} \frac{1}{(E - \varepsilon_p - U + i\delta)^4}. \quad (25)$$

Функция распределения может быть вычислена согласно работе [Галицкий, Якимец, 1966] следующим образом:

$$\tilde{f}(\mathbf{p}) = \int \frac{dE}{\pi} n(E) \text{Im} G^R. \quad (26)$$

Здесь  $n(E)$  — числа заполнения частиц с «энергией»  $E$ . В невырожденном случае  $n(E) \sim \exp(-E/T)$ . Волной отмечена функция распределения по импульсу, найденная для частного распределения тяжелых примесей по пространству, т. е. для  $U(\mathbf{r})$  в (21) подразумевается  $U(\mathbf{r}, \{\mathbf{R}_m\})$ , где  $\mathbf{R}_m$  — координаты всех примесных частиц. Следовательно, необходимо производить усреднение функции  $\tilde{f}(\mathbf{p}_i, \{\mathbf{R}_m\})$  по координатам  $\{\mathbf{R}_m\}$ . Преимущество такого подхода — возможность не только вычислений поправок к максвелловской функции распределения, но и учет квантовой идентичности частиц. В этом случае

$$n(E) = \frac{1}{e^{(E-\mu)/T} \pm 1} \quad (27)$$

и

$$f(\mathbf{p}, \mathbf{R}) = \tilde{n} - \frac{\hbar^2}{8m} \Delta U \frac{\tilde{n}(1-\tilde{n})(1-2\tilde{n})}{T^2} + \frac{\hbar^2}{24m} (\nabla U)^2 \frac{\tilde{n}(1-\tilde{n})(1-6\tilde{n}+6\tilde{n}^2)}{T^3} + \frac{\hbar^2}{24m^2} \mathbf{p}_i \mathbf{p}_j \frac{\partial^2 U}{\partial \mathbf{R}_i \partial \mathbf{R}_j} \frac{\tilde{n}(1-\tilde{n})(1-6\tilde{n}+6\tilde{n}^2)}{T^3}, \quad (28)$$

где  $\tilde{n} = \tilde{n}(\mathbf{p}, \mathbf{R}) = n(\varepsilon_p + U(\mathbf{R}))$  в (27). Интегрирование по  $\mathbf{R}$  дает искомое распределение по импульсам.

### 3. Вычисление функции распределения частиц по импульсам

В общем случае обобщенную функцию распределения  $f(E, \mathbf{p})$  можно получить с помощью формализма Каданова–Бейма [Kadanoff, Baym, 1962] и диаграммной техники Келдыша [Александров, Старостин, 1998; Starostin, Aleksandrov, 1998]

$$f(E, \mathbf{p}) = -i \frac{n(E)}{2\pi} (G^R(E, \mathbf{p}) - G^A(E, \mathbf{p})), \quad (29)$$

$$G^A(E, \mathbf{p}) = (G^R(E, \mathbf{p}))^*. \quad (30)$$

Обобщенная функция распределения частиц по энергиям  $E$  и импульсам  $\mathbf{p}$  имеет следующий вид:

$$f(E, \mathbf{p}) \equiv \int e^{iE\tau - i\mathbf{p}\mathbf{r}} \langle \hat{\Psi}^+(x_2) \hat{\Psi}(x_1) \rangle d\tau d\mathbf{r}. \quad (31)$$

Здесь  $x = (\mathbf{r}, t)$ ,  $\tau = t_1 - t_2$ ,  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ ,  $\Psi(x)$  — полевой оператор частицы в гейзенберговском представлении. Функция распределения по импульсам получается из соотношения

$$f(\mathbf{p}) = \int f(E, \mathbf{p}) dE. \quad (32)$$

В случае идеального Ферми-газа

$$f(E, \mathbf{p}) = n(E) \delta(E - \varepsilon_p). \quad (33)$$

Однако для неидеального газа

$$f(E, \mathbf{p}) = n(E) \frac{1}{\pi} \frac{\text{Im} \Sigma^R(E, \mathbf{p})}{(E - \varepsilon_p - \text{Re} \Sigma^R(E, \mathbf{p}))^2 + (\text{Im} \Sigma^R(E, \mathbf{p}))^2}. \quad (34)$$

Ниже  $\text{Im} \Sigma^R(E, \mathbf{p})$  записывается как  $\gamma(E, \mathbf{p})$  и  $\text{Re} \Sigma^R(E, \mathbf{p})$  — как  $\Delta(E, \mathbf{p})$ , где  $\Sigma^R(E, \mathbf{p})$  — оператор энергии с собственной энергетической частью, т. е.

$$f(E, \mathbf{p}) = n(E) \delta_\gamma(E, \mathbf{p}), \quad (35)$$

$$\delta_\gamma(E, \mathbf{p}) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma(E, \mathbf{p})}{(E - \varepsilon_p - \Delta(E, \mathbf{p}))^2 + \gamma^2(E, \mathbf{p})}. \quad (36)$$

Степенные хвосты в функции распределения по импульсам появляются вследствие отличия  $\gamma$  от нуля. Конкретный вид  $\gamma$  и  $\Delta(E, \mathbf{p})$  определяется природой межчастичного взаимодействия.

Как было показано в [Starostin et al., 2001] в рамках описанной модели выражение для  $\gamma$  можно записать в виде

$$\gamma(E, \mathbf{p}) = \frac{\pi n}{\hbar^4} \int |U(\mathbf{p} - \mathbf{p}_1)|^2 \delta_\gamma(E, \mathbf{p}_1) \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3}. \quad (37)$$



В случае, когда  $\Delta(E, \mathbf{p})$  не является пренебрежимо малой, уравнения (34)–(36) должны [Kadanoff, Baym, 1962] решаться согласовано с уравнением

$$\Delta(E, \mathbf{p}) = P \int \frac{\gamma(x, \mathbf{p})}{x - E} dx + \Sigma^{HF}(\omega, \mathbf{p}). \quad (38)$$

Главное значение интеграла обозначено буквой  $P$ ,  $\Sigma^{HF}(\omega, \mathbf{p})$  — собственно-энергетическая функция в аппроксимации Хартри–Фока.

Предполагая, что  $\delta_\gamma$  в (37) можно заменить дельта-функцией, из (34) становится возможным получить (7) и (8). Приближение  $\gamma(E, \mathbf{p}) \sim \hbar n \sigma_t(\mathbf{p}) \sqrt{2E/m}$  более точное, чем  $\gamma \sim \hbar n \sigma_m(\mathbf{p}) v$ , использованное в работах [Starostin et al., 2000; Александров, Старостин, 1998; Starostin, Aleksandrov, 1998; Starostin et al., 1999]. Здесь через  $\sigma_t$  обозначено полное сечение рассеяния, а  $\sigma_m$  — сечение переноса импульса.

Приведем явные выражения для асимптотики функции распределения по импульсам с учетом квантовых поправок в рамках обсуждаемой модели Лоренца. Положим

$$\gamma(E, p) = \frac{\hbar N}{2} \sigma_t(p, p_1(E)) \sqrt{\frac{2E}{m}}. \quad (39)$$

Эта оценка находится в соответствии с представлением о параметре  $\gamma \sim \hbar \nu$  как о величине, пропорциональной частоте упругих соударений. В самом деле, выражение для полного сечения рассеяния в борновском приближении имеет следующий вид:

$$\sigma_t = \int d\Omega \frac{m^2}{4\pi^2 \hbar^4} \left| \int dV U(r) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} \right|^2, \quad (40)$$

где  $\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{p}_1$ ,  $p_1 = (2E/m)^{1/2}$ .

При больших значениях импульса ( $\varepsilon_p \gg T$ ) асимптотическое выражение для  $f(\mathbf{p})$  имеет вид

$$f(p) = e^{\mu/T} \left( e^{-\varepsilon_p/T} + \frac{\hbar N T \sigma_t(p)}{2\pi \varepsilon_p^2} \sqrt{\frac{\pi T}{2m}} \right). \quad (41)$$

При этом второе слагаемое в скобках (41) представляет собой искомую квантовую поправку к функции распределения частиц по импульсам, обусловленную соударениями. Как видно, относительный вклад этой поправки возрастает по мере роста плотности частиц и снижения температуры, и при некоторых условиях может оказаться определяющим. В частности, для электронного газа, для которого с учетом дебаевской экранировки  $\sigma_t \sim (\varepsilon_p)^{-2}$ , указанная поправка зависит от импульса по закону  $\sim p^{-8}$  [Галицкий, Якимец, 1966]. Заметим, что при больших значениях  $\varepsilon_p$  выполняются условия применимости борновского приближения для электронов, также, как и для других быстрых частиц, участвующих в реакциях синтеза.

Функция распределения по кинетической энергии может быть получена аналогично определению (32) интегрированием обобщенной функции распределения

$$\begin{aligned} f(\varepsilon) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(E, \varepsilon) dE = \int_{-\infty}^{\infty} n(E) \delta_\gamma(E - \varepsilon) dE = \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} n(E) \frac{\gamma(E, \varepsilon)}{(E - \varepsilon - \Delta(E, \varepsilon))^2 + \gamma(E, \varepsilon)^2} dE. \end{aligned} \quad (42)$$

Благодаря явному выражению для ширины спектральной функции  $\gamma$  в Лоренцевой модели, интеграл в (42) можно распространить на область от нуля до бесконечности.

В области  $\varepsilon \leq E_0$ , где пороговая энергия существенно больше ширины лоренцевой функции, т. е.  $\gamma = E_0$ , лоренциан может быть с достаточной высокой точностью представлен  $\delta$ -функцией. Следовательно, для данного энергетического интервала функция распределения по кинетическим энергиям  $f(\varepsilon) = n(\varepsilon)$ . Когда кинетическая энергия  $\varepsilon > E_0$ , для того чтобы вычислить интеграл, необходимо разбить интервал интегрирования в (42) на две области: на область малых значений полной энергии, меньше или порядка температуры плазмы  $E_0$ , которую определим, как  $3kT - 5kT$ , и на остальной интервал. В области  $E > E_0$  лоренциан можно выразить в виде дельта-функции. В области малых значений полной энергии  $E$ , учитывая также, что при условии  $\varepsilon > kT$  величина  $\gamma \ll kT$ , т. е. в асимптотической области кинетической энергии знаменатель лоренциана  $\sim \varepsilon^2$ , и

$$f(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi} (kT)^{3/2}} \left[ \int_0^{E_0} \exp\left\{-\frac{E}{kT}\right\} \frac{\gamma(E, \varepsilon)/\pi}{\varepsilon^2} dE + \int_{E_0}^{\infty} \exp\left\{-\frac{E}{kT}\right\} \delta(E - \varepsilon) dE \right] = f_{qt}(\varepsilon) + f_0(\varepsilon). \quad (43)$$

Классическое выражение для функции распределения представлено слагаемым

$$f_0(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi} (kT)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{\varepsilon}{kT}\right\}. \quad (44)$$

В области малых значений полной энергии  $E$  следует использовать выражение для кулоновского сечения рассеяния частиц с зарядами  $Z_a$  и  $Z_l$

$$\sigma_t(\varepsilon_p) = \frac{2\pi e^4 Z_a^2 Z_l^2}{\varepsilon_p^2}, \quad (45)$$

а также выражение для ширины линии лоренцевской функции для рассеивания частицы  $a$  на частице плазмы  $l$

$$\gamma_{al} = \frac{\hbar}{2} N_l \sigma_t(\varepsilon_p) V_{al}. \quad (46)$$

В системе центра масс

$$\varepsilon_p = \mu_{al} \left( \frac{\varepsilon_a}{m_a} + \frac{\varepsilon_l}{m_l} - 2\sqrt{\frac{\varepsilon_a}{m_a} \frac{\varepsilon_l}{m_l}} \cos(\mathbf{p}_a, \mathbf{p}_l) \right). \quad (47)$$

Если рассматривать приближение лоренцева газа, т. е.  $m_a \ll m_l$ , то

$$\frac{\varepsilon_a}{m_a} \approx \frac{\varepsilon_l}{m_l}, \quad \frac{\varepsilon_p}{\mu_{al}} \approx \frac{\varepsilon_a}{m_a}, \quad (48)$$

где

$$\varepsilon_a = \frac{|\mathbf{p}_a|^2}{2m_a}, \quad (49)$$

$$V_{al} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_p}{\mu_{al}}} \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_a}{m_a}} \quad \text{или} \quad V_{al} \approx \sqrt{\frac{2E_a}{m_a}}. \quad (50)$$

Сечение кулоновского рассеяния частиц  $a$  частицами  $l$

$$\sigma_{al}(\varepsilon) = \frac{2\pi e^4 Z_a^2 Z_l^2}{\varepsilon_{pal}^2} = \frac{2\pi e^4 Z_a^2 Z_l^2 m_a^2}{\mu_{al}^2 \varepsilon_a^2}, \quad (51)$$

$$\gamma_{al} = \hbar N_l \frac{2\pi e^4 Z_a^2 Z_l^2 m_a^2}{\varepsilon_a^2 \mu_{al}^2} \sqrt{\frac{2E_a}{m_a}}, \quad (52)$$

где  $m_a/\mu_{al} = m_a(m_a + m_l)/m_a m_l \approx 1$  при  $m_a = m_l$ .

В многокомпонентной среде ширина линии определяется суммой вкладов рассеивателей разных сортов (строго говоря, в сумме по  $l$  надо учитывать частицы, отличные от  $a$ , согласно модели Лоренца), т. е.

$$\gamma_a = \sum_l \gamma_{al} = \frac{2\pi \hbar e^4 Z_a^2}{\varepsilon_a^2} \sqrt{\frac{2E_a}{m_a}} \sum_l N_l Z_l^2 \frac{m_a^2}{\mu_{al}^2} = \frac{2\pi \hbar e^4 Z_a^2 \Sigma_{al}}{\varepsilon_a^2} \sqrt{\frac{2E_a}{m_a}}. \quad (53)$$

Здесь введено обозначение

$$\Sigma_{al} = \sum_l N_l Z_l^2 \frac{m_a^2}{\mu_{al}^2}. \quad (54)$$

Для вычисления «хвоста» функции распределения подставим в интеграл (43) выражение, полученное для ширины линии (52),

$$\begin{aligned} f_{qt}(\varepsilon_a) &= \frac{2}{\sqrt{\pi} (kT)^{3/2}} \int_0^\infty \exp\left\{-\frac{E_a}{kT}\right\} \frac{\gamma(E_a, \varepsilon_a)}{\pi \varepsilon_a^2} dE_a = \\ &= \frac{2}{\sqrt{\pi} (kT)^{3/2}} \int_0^\infty \exp\left\{-\frac{E_a}{kT}\right\} \frac{2\sqrt{2} \pi \hbar e^4 Z_a^2 \sqrt{E_a} \Sigma_{al}}{\varepsilon_a^2 \sqrt{m_a} \pi \varepsilon_a^2} dE_a = \\ &= \frac{2}{\sqrt{\pi} (kT)^{3/2}} \frac{\sqrt{2\pi} \hbar e^4 Z_a^2 \Sigma_{al}}{\sqrt{m_a}} \frac{1}{\varepsilon_a^4} (kT)^{3/2} = \frac{2\sqrt{2} \hbar e^4 Z_a^2 \Sigma_{al}}{\sqrt{m_a} \varepsilon_a^4}. \end{aligned} \quad (55)$$

Влияние полученной поправки к функции распределения существенно только в асимптотической области ее аргумента — кинетической энергии.

Следует отметить, что при низких значениях кинетической энергии  $\varepsilon \leq E_0$ , функция распределения определяется классическим выражением, т. е. максвелловской функцией (44). При температуре 10 эВ и концентрации взаимодействующих частиц (ионов дейтерия)  $N = 10^{23} \text{ см}^{-3}$ , значение параметра пороговой энергии может быть определено как  $E_0 = 5kT$ . В этом случае, с учетом уравнения (52) можно сделать следующую оценку:

$$\frac{\gamma}{E_0} = \frac{\hbar N \sigma V}{E_0} = \frac{2\pi \hbar N e^4}{(kT)^2} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \frac{1}{E_0} \approx 5 \cdot 10^{-3}. \quad (56)$$

На рис. 2 показаны функции распределения частиц по энергиям при температурах 0.01 и 1.0 кэВ. Учитывая, что характерные энергии имеют разный порядок, графики изображены в логарифмическом масштабе. Очевидно, что в асимптотической области хвосты функции распределения не зависят от температуры и практически совпадают. Из этих зависимостей можно оценить долю ионов дейтерия в асимптотической области функции распределения по импульсам. Их количество намного больше того, которое соответствует максвелловскому распределению, используемому для расчета константы скорости синтеза в классическом подходе.

Важный результат для функции распределения частиц по импульсу был получен в работе Кимбола [Kimball, 1975]: в асимптотической области функция распределения ансамбля взаимодействующих частиц определяется корреляциями частиц, находящихся в непосредственной близости, при их взаимодействии. В этой работе рассматривалось кулоновское взаимодействие между заряженными частицами

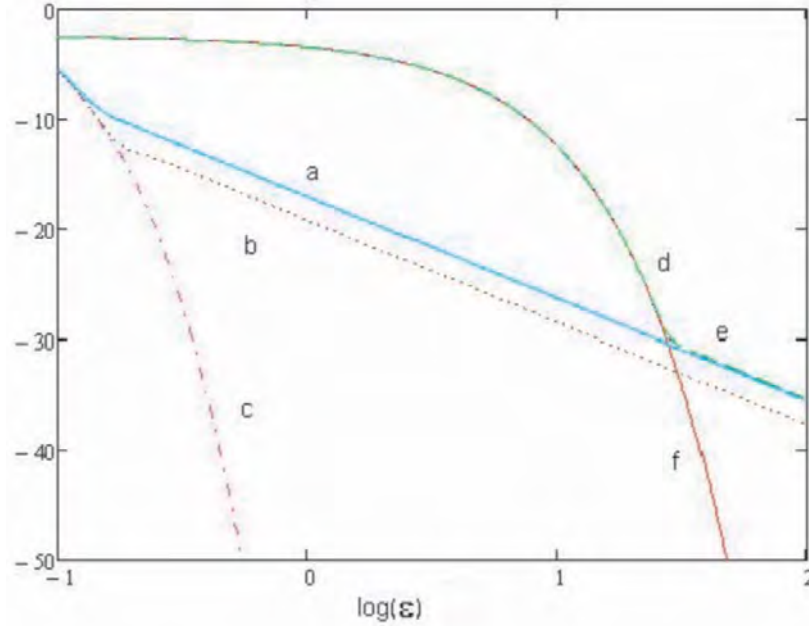


Рис. 2. Функции распределения частиц по кинетической энергии для газа Лоренца при температуре 0.01 кэВ (а), результат численного моделирования обобщенной функции распределения (б), Максвелловская функция распределения (с), кривые (d)–(f) описывают соответствующие зависимости при температуре 1.0 кэВ

в предположении, что значения зарядов частиц (состав плазмы) известны для данных условий среды, и отмечался универсальный характер полученных результатов для веществ различной природы: атомы, молекулы или конденсированная среда. Основная идея проведенных в этой работе вычислений состоит в том, что при сближении двух частиц их взаимодействие оказывается доминирующим, и основные физические результаты, в частности, особенности многочастичной волновой функции, можно получить из двухчастичного уравнения Шредингера. Рассматривая отталкивательное кулоновское взаимодействие двух частиц с зарядами  $Z_a$ ,  $Z_b$  и приведенной массой  $m_{ab}$ , получаем уравнение Шредингера для такого приближения

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu_{ab}}\nabla_{ab}^2 + \frac{Z_a Z_b e^2}{r_{ab}}\right)\psi = F, \quad (57)$$

где  $F$  не содержит особенностей при малых  $r$ . На малых расстояниях можно получить решение уравнения (выделение особенности на малых  $r$ )

$$\psi = f\left(1 + \frac{|r|}{a_{ab}}\right), \quad (58)$$

где  $a_{ab}$  — радиус Бора

$$a_{ab} = \frac{\hbar^2}{\mu_{ab} Z_a Z_b e^2}. \quad (59)$$

Используя это решение можно перейти к функции распределения частиц по импульсам, вычисляя Фурье-образ от произведения найденных решений с особенностями при сближении частиц сорта  $a$  с частицами  $l$  и  $m$ . Далее, в полученном ответе

нужно устремить точки  $l$  и  $m$  друг к другу. В результате, для асимптотики функции распределения по импульсам было получено выражение

$$f_{al}(p) = \frac{64\pi^2 \mu_{al}^2 Z_a^2 Z_l^2 e^4 N_l}{\hbar^3 \hbar^4 k^8}. \quad (60)$$

Легко видеть, что асимптотики, полученные в рамках модели Лоренца и в подходе Кимбалла совпадают. Такое совпадение можно наблюдать независимо от массы частиц — и для электронов, и для ядерных частицы и независимо от наличия или отсутствия вырождения.

Интересно, что в отличие от модели Лоренца, формулы Кимбалла справедливы при любом соотношении масс сталкивающихся частиц. Для рассеяния частиц сорта  $a$  между собой из метода Кимбалла получим

$$f_{aa}(p) = \frac{16\pi^2 \mu_{aa}^2 Z_a^4 e^4 N_l}{\hbar^7 k^8} g_{aa}(0). \quad (61)$$

В неидеальной плазме эти вклады малы и пропорциональны ион-ионной корреляционной функции. Вклад квантовых эффектов в асимптотику функции распределения протонов и других ионов за счет рассеяния их на нейтральных атомах и электронах мал из-за малости сечений и величины квадрата приведенной массы.

#### 4. Вычисление скорости реакций в неидеальной плазме

Используя найденные обобщённые функции распределения частиц по энергиям и импульсам с ширинами, полученными в рамках модели Лоренца, находим, что скорость реакции определяется интегралом с размерностью, равной формально 12, который имеет следующий вид (см. рис. 1, где приведена диаграмма Фейнмана для скорости ухода частиц сорта  $a$  за счет реакции термоядерного синтеза  $a + b \rightarrow c + d$ )

$$S = \frac{1}{4\pi\mu_{ab}^2 h^6} \int_0^\infty dE_a \int d\mathbf{p}_a \int_0^\infty dE_b \int d\mathbf{p}_b \int d\omega \int d\mathbf{q} n(E_a) \delta\gamma_a(E_a - \varepsilon_a, \varepsilon_a) \times \\ \times (1 \pm n(E_a + Q_a - \omega)) \delta\gamma'_a(E_a + Q_a - \omega - \varepsilon_{p_a-q}, \varepsilon_{p_a-q}) n(E_b) \times \\ \times \delta\gamma_b(E_b - \varepsilon_b, \varepsilon_b) (1 \pm n(E_b + \omega + Q_b)) \delta\gamma'_b(E_b + \omega + Q_b - \varepsilon_{p_b+q}, \varepsilon_{p_b+q}) |f|^2. \quad (62)$$

Здесь индексы  $a$  и  $b$  обозначают сорта частиц, участвующих в реакции,  $E_a$  и  $p_a$  — энергия и импульс частицы сорта  $a$ ,  $\varepsilon_a$  — ее кинетическая энергия,  $\mu_{ab}$  — приведенная масса взаимодействующих частиц,  $\omega$  — энергия взаимодействия;  $h$  — постоянная Планка, а  $Q_a$  — выделенная в реакции энергия. Знаки в приведенном выражении, как и зависимости чисел заполнения от энергии зависят от статистики, которой подчиняются частицы. Так « $-$ » относится к фермионам, а « $+$ » к бозонам. Фактическая неприводимая размерность этого интеграла равна 10.

В работе [Александров, Старостин, 1998] отмечается, что в газовом приближении, т. е. когда можно учитывать только парные столкновения частиц, амплитуда реакции зависит только от импульсов частиц до и после реакции. В дальнейших преобразованиях используем величину сечения реакции, зависящей от кинетической энергии частиц в системе центра масс. Соотношение между амплитудой и сечением реакции имеет вид

$$|f|^2 = \frac{|\mathbf{p}|}{|\mathbf{p} - \mathbf{q}|} \sigma_f(\varepsilon_p), \quad (63)$$

где  $p$  — импульс взаимодействующих частиц сорта  $a$  и  $b$  в системе центра масс

$$\mathbf{p} = \frac{m_b \mathbf{p}_a - m_a \mathbf{p}_b}{m_a + m_b}, \quad \varepsilon_p = \frac{|\mathbf{p}|^2}{2\mu_{ab}}. \quad (64)$$

Зависимость сечения реакции от кинетической энергии в системе центра масс  $\varepsilon_p$  может быть представлена в виде [Ichimaru, 1993]

$$\sigma_f(\varepsilon_p) = \frac{S(\varepsilon_p)}{\varepsilon_p} \exp\{-2\pi\eta(\varepsilon_p)\}, \quad (65)$$

где  $\eta = Z_a Z_b e^2 / \hbar v$  — параметр Зоммерфельда. Часто используется другая форма сечения нерезонансной реакции синтеза

$$\sigma_f(\varepsilon_p) = \frac{S(\varepsilon_p)}{\varepsilon_p} \exp\left\{-\pi \sqrt{\frac{E_G}{\varepsilon_p}}\right\}, \quad (66)$$

для которой параметр Гамова равен

$$E_G = \frac{2\mu_{ab} m_p Z_a^2 Z_b^2 e^4}{\hbar^2} = 4\mu_{ab} \frac{m_p}{m_e} Z_a^2 Z_b^2 \text{Ry}, \quad (67)$$

где  $\text{Ry} = m_e e^4 / 2\hbar^2$ . С хорошей точностью можно определить  $\text{Ry} = 100\mu_{ab} Z_a^2 Z_b^2$  кэВ. Величина астрофизического фактора  $S(\varepsilon_p)$  незначительно изменяется с энергией  $\varepsilon_p$ .

В плотной среде с учетом эффектов вырождения частиц амплитуда рассеяния для реакции термоядерного синтеза может зависеть от суммарной энергии (Абрикосов, Горьков, 1962). Это приводит к поправкам, пропорциональным концентрации плазмы, умноженной на куб амплитуды упругого рассеяния, малым в газовом приближении.

Скорость реакции, определяемая выражением (62), — наиболее общая формула, определенная в рамках используемой модели. При проведении моделирования это сводится к вычислению 10-кратного интеграла, что является достаточно сложной задачей. В условиях, в которых плазма становится идеальной, например, при уменьшении ее плотности, параметр  $\gamma(E, \varepsilon) \rightarrow 0$ , в этом случае функция  $\delta\gamma(E - \varepsilon, \varepsilon)$  стремится к дельта-функции.

Для реакций с энерговыделением ( $Q_a > 0$ ) в случае невырожденной плазмы числа заполнения малы, поэтому величиной  $n(E)$  можно пренебречь по сравнению с единицей. С учетом этого упрощения выражение для скорости реакции будет иметь вид

$$S = \frac{1}{4\pi\mu_{ab}^2 h^6} \int_0^\infty dE_a \int d\mathbf{p}_a n(E_a) \delta\gamma_a(E_a - \varepsilon_a, \varepsilon_a) \int_0^\infty dE_b \int d\mathbf{p}_b n(E_b) \delta\gamma_b(E_b - \varepsilon_b, \varepsilon_b) \times \\ \times \int d\omega \int d\mathbf{q} \delta\gamma'_a(E_a + Q_a - \omega - \varepsilon_{p_a - q}, \varepsilon_{p_a - q}) \delta\gamma'_b(E_b + \omega + Q_b - \varepsilon_{p_b + q}, \varepsilon_{p_b + q}) |f|^2. \quad (68)$$

Далее предположим, что ширины линий контура распределения по энергии и кинетической энергии, определяемые функциями  $\delta\gamma'_a$  и  $\delta\gamma'_b$ , малы, поэтому эти функции можно считать дельта-функциями Дирака. Это приближение аналогично используемому при приближенном аналитическом решении уравнения (37) для ширины спектральной функции  $\delta\gamma'_a$ . Точность такого приближения проверялась прямым расчетом

без подобного допущения (см. также ниже). Учитывая это, в формуле для скорости реакции получим следующее выражение:

$$S = \frac{1}{4\pi\mu_{ab}^2 (2\pi\hbar)^6} \int_0^\infty dE_a \int d\mathbf{p}_a n(\varepsilon_a) \delta\gamma_a(E_a - \varepsilon_a, \varepsilon_a) \times \int_0^\infty dE_b \int d\mathbf{p}_b n(\varepsilon_b) \delta\gamma_b(E_b - \varepsilon_b, \varepsilon_b) |\mathbf{p}| \sigma(\varepsilon_p) \int d\omega \int d\mathbf{q} \delta(E_a + Q_a - \omega - \varepsilon_{p_a-q}) \times \delta(E_b + \omega + Q_b - \varepsilon_{p_b+q}) \frac{1}{|\mathbf{p} - \mathbf{q}|}. \quad (69)$$

В результате, для  $S$  получим интеграл формальной размерности, равной 8

$$S = \int_0^\infty \frac{dE_a n(E_a)}{(2\pi\hbar)^3} \int d\mathbf{p}_a \delta\gamma(E_a - \varepsilon_a) \int_0^\infty \frac{dE_b n(E_b)}{(2\pi\hbar)^3} \int d\mathbf{p}_b \delta\gamma(E_b - \varepsilon_b) V_{ab}(\varepsilon_p) \sigma_f(\varepsilon_p). \quad (70)$$

Фактически, неприводимая размерность этого интеграла равна 5. Если учесть очевидное соотношение для плотности частиц  $N_a$  и  $N_b$ , то из этой формулы можно получить стандартное выражение

$$S = \langle V_{ab}\sigma \rangle N_a N_b. \quad (71)$$

В этой формуле усреднение идет по обобщенным функциям распределения частиц по энергиям и импульсам. При не слишком высоких плотностях среды, когда амплитуда рассеяния для реакции синтеза не зависит от полной энергии частиц, а зависит только от относительной кинетической энергии в системе центра масс, интегрирование по энергиям выполняется явно и приводит к усреднению по функциям распределения частиц по импульсам с учетом квантовых поправок. Численное моделирование реакции синтеза с учетом описанных выше моделей и вычисление соответствующих скоростей реакции по формулам (62) и (70), а также сравнение результатов подтвердило приемлемую корректность используемых приближений. В табл. 1 приведены в этих расчетах константы модельной реакции  $\langle \sigma V_{ab} \rangle$  для различных значений параметров концентрации частиц  $N$  и температуры  $T = 2$  эВ в области, где важны квантовые эффекты. Численная модель, в которой при вычислении константы реакции использовалась формула (62) обозначена как  $\langle \sigma V_{ab} \rangle_{10}$ , а результаты вычисления скорости реакции синтеза по формуле (70) обозначена  $\langle \sigma V_{ab} \rangle_5$ . Данные результаты сравнивались с аналитическим выражением (97), которое будет получено ниже. Расчеты проведены для значения астрофизического фактора  $S(0) = 241$  кэВ · барн, гамовская энергия определялась в соответствии с формулой (67) как  $E_G = 100$  кэВ.

Таблица 1  
Константы скоростей реакций для модельной реакции при различных концентрациях рассеивающих частиц,  $T = 2$  эВ

$N, \text{см}^{-3}$	$10^{21}$	$10^{22}$	$10^{23}$
Аналитика	$1.50 \cdot 10^{-29}$	$1.5 \cdot 10^{-28}$	$1.5 \cdot 10^{-27}$
$\langle \sigma V_{ab} \rangle_5$	$1.30 \cdot 10^{-29}$	$2.0 \cdot 10^{-28}$	$3.2 \cdot 10^{-27}$
$\langle \sigma V_{ab} \rangle_{10}$	$0.99 \cdot 10^{-29}$	$2.1 \cdot 10^{-28}$	$2.7 \cdot 10^{-27}$



В выражении для скорости реакции перейдем от амплитуды рассеяния к сечению и пренебрежем числами заполнения по сравнению с 1, аналогично тому, как это было получено выше (см. (68)). В результате, сделав замену переменных (импульсы на кинетические энергии) в выражении для скорости реакции, получим формулу для вычисления скорости эндотермической реакции

$$\begin{aligned} \langle \sigma V \rangle N_a N_b = & \frac{4\pi \cdot 2\pi \sqrt{2m_a^3} \sqrt{2m_b^3}}{h^6} \exp \left\{ -\frac{Q_a + Q_b}{kT} \right\} \times \\ & \times \int_0^\infty dE_a \int_0^\infty d\varepsilon_a \sqrt{\varepsilon_a} \int_0^\infty dE_b \int_0^\infty d\varepsilon_b \sqrt{\varepsilon_b} \int_{-1}^1 d(\cos(\mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b)) \times \\ & \times n(E_a) \delta\gamma_a(E_a - \varepsilon_a, \varepsilon_a) n(E_b) \delta\gamma_b(E_b - \varepsilon_b, \varepsilon_b) V_{ab} \sigma(\varepsilon_p). \end{aligned} \quad (72)$$

Из этого выражения следует, что при относительно низких температурах  $T \ll Q$  скорость реакции с поглощением энергии оказывается экспоненциально малой ( $\sim \exp[-Q/T]$ ). Этот случай описывается экспоненциальной зависимостью как в классическом пределе  $\gamma \rightarrow 0$ , так и при конечном значении параметра  $\gamma$ . В первом пределе это получается автоматически с учетом закона сохранения энергии, следующего из (72) с использованием  $\delta$ -функций при  $\gamma \rightarrow 0$ . При конечном значении параметра  $\gamma$  интегрирование по энергии  $E$  в (72) не ограничено областью  $E > Q$ , и экспоненциальная малость константы скорости эндотермического процесса обусловлена малостью чисел заполнения.

В случае процесса с выделением энергии или для экзотермических реакций упомянутый выше множитель, представляющий эффект, аналогичный паулиевской блокировке для электронов, практически равен единице.

## 5. Вычисление скорости реакций для модельных функций распределения

В следующих разделах будет рассмотрена скорость реакций, идущих с выделением энергии — экзотермических реакций. Сравним полученные формулы для вычисления скорости реакции с учетом квантовых эффектов с классическими выражениями. Скорость реакции для случая невырожденной плазмы при достаточно высокой температуре определяется усреднением частоты взаимодействия частиц по их функциям распределения. Известное классическое выражение для расчета частоты реакции сводится к вычислению интеграла

$$\langle \sigma V \rangle = \iint f(\varepsilon_a) f(\varepsilon_b) V_{ab} \sigma_f(\varepsilon_p) d^3 p_a d^3 p_b. \quad (73)$$

Здесь  $V_{ab}$  — относительная скорость частиц сортов  $a$  и  $b$ ,  $\varepsilon_p$  — энергия частиц в системе координат центра масс. Зависимость энергии частиц в системе координат, связанной с центром масс, от энергии частиц в лабораторной системе имеет вид (47). В лабораторной системе для скорости частиц получим

$$V_{ab} = |\mathbf{V}_a - \mathbf{V}_b| = \sqrt{\frac{2\varepsilon_p}{\mu_{ab}}} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_a}{m_a} + \frac{\varepsilon_b}{m_b} - 2\sqrt{\frac{\varepsilon_a \varepsilon_b}{m_a m_b}} \cos(\mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b)}. \quad (74)$$

Используя приближенное выражение (73) при вычислении частоты реакции можно уменьшить кратность интегралов, проинтегрировав по углам векторов. В результате получим

$$\langle \sigma V \rangle = 2(2\pi)^2 \int_0^\infty dp_a p_a^2 f(\varepsilon_a) \int dp_b p_b^2 f(\varepsilon_b) \int_{-1}^1 d \cos \theta_{ab} V_{ab} \sigma_f(\varepsilon_p). \quad (75)$$

Оставаясь в рамках приближения функции распределения (43), т. е. выделяя степенную асимптотику функции распределения, можно привести выражение к виду, удобному для стандартного численного интегрирования. Выражение для частоты реакции распадается на четыре слагаемых, соответствующих слагаемым функции распределения в области малых энергии частиц и в асимптотической области функции распределения

$$\langle \sigma V \rangle = 2(2\pi)^2 \int_0^\infty dp_a p_a^2 (f_0(\varepsilon_a) + f_{qt}(\varepsilon_a)) \times \\ \times \int_0^\infty dp_b p_b^2 (f_0(\varepsilon_b) + f_{qt}(\varepsilon_b)) \int_{-1}^1 d \cos \theta_{ab} V_{ab} \sigma_f(\varepsilon_p). \quad (76)$$

Это выражение для константы скорости реакции может быть использовано в расчетах скоростей реакции синтеза. Наряду с уравнениями (62) и (70) это выражение представляет приближение следующего порядка для численного моделирования термоядерных реакций.

Переходя в переменных интегрирования от импульсов к энергиям и подставляя выражение (55) для асимптотики функции распределения, получим

$$\langle \sigma V \rangle = \frac{2}{\pi (kT)^3} \int_0^\infty d\varepsilon_a \sqrt{\varepsilon_a} \exp\left\{-\frac{\varepsilon_a}{kT}\right\} \int_0^\infty d\varepsilon_b \sqrt{\varepsilon_b} \exp\left\{-\frac{\varepsilon_b}{kT}\right\} \int_{-1}^1 d \cos \theta_{ab} V_{ab} \sigma_f(\varepsilon_p) + \\ + \frac{2\sqrt{2\pi} \hbar e^4 Z_b^2 \Sigma_{bl}}{\pi (kT)^{3/2} \sqrt{m_b}} \int_0^\infty d\varepsilon_a \sqrt{\varepsilon_a} \exp\left\{-\frac{\varepsilon_a}{kT}\right\} \int_0^\infty \frac{d\varepsilon_b}{\varepsilon_b^{7/2}} \int_{-1}^1 d \cos \theta_{ab} V_{ab} \sigma_f(\varepsilon_p) + \\ + \frac{2\sqrt{2\pi} \hbar e^4 Z_a^2 \Sigma_{al}}{\pi (kT)^{3/2} \sqrt{m_a}} \int_{E_0}^\infty \frac{d\varepsilon_a}{\varepsilon_a^{7/2}} \int_0^\infty d\varepsilon_b \sqrt{\varepsilon_b} \exp\left\{-\frac{\varepsilon_b}{kT}\right\} \int_{-1}^1 d \cos \theta_{ab} V_{ab} \sigma_f(\varepsilon_p) + \\ + \frac{(2\hbar e^4 Z_a Z_b)^2 \Sigma_{al} \Sigma_{bl}}{\sqrt{m_a m_b}} \int_{E_0}^\infty \frac{d\varepsilon_a}{\varepsilon_a^{7/2}} \int_{E_0}^\infty \frac{d\varepsilon_b}{\varepsilon_b^{7/2}} \int_{-1}^1 d \cos \theta_{ab} V_{ab} \sigma_f(\varepsilon_p). \quad (77)$$

В дальнейшем вычисления по этой модели обозначаются как  $\langle V_{ab} \sigma \rangle_{-3}$ . Последняя формула учитывает, что часть функции распределения, обусловленная квантовыми эффектами, в диапазоне малых значений кинетической энергии составляет  $f_{qt}(\varepsilon) = 0$ .

Выражение (77) можно проанализировать для установления причин и условий, при которых асимптотическая область функции распределения по энергиям дает определяющий вклад в скорость реакции синтеза. Первое слагаемое в подынтегральном выражении (77) представляет собой ряд множителей, которые заметно

отличаются от нуля в различных областях своих аргументов. Значения функции распределения Максвелла  $\sim 1$  для энергий немногим выше, чем температура. В асимптотической области эти функции экспоненциально убывают. Сечение реакции синтеза экспоненциально мало при низких энергиях и достигает своего максимума, как правило, при энергиях порядка сотен кэВ, как, например, происходит в реакции dd синтеза дейтронов. Таким образом, при низких температурах первое слагаемое в (77) становится малым. Заметим, что именно это слагаемое определяет скорость реакции в модели, в настоящее время принятой для вычислений.

При расчете скоростей реакций из одинаковых частиц, таких как дейтроны, второе и третье слагаемые равны. Несмотря на малую величину множителей, вклад этих слагаемых может превысить вклад от первого при достаточно больших концентрациях частиц. Отметим, что в соответствии с (54)  $\Sigma_{ab} \sim N$ , поэтому вклад асимптотической функции распределения возрастает с увеличением плотности. В этих слагаемых основной вклад в скорость реакции определяется различными областями определения подынтегральных выражений. Например, во втором слагаемом интегрирование максвелловской функции распределения по энергии  $\varepsilon_a$  существенно для значений аргумента, лишь немного превышающих температуру. Чтобы значение сечения реакции не было малым, аргумент в области своего определения должен быть порядка сотен кэВ. Следовательно, интеграл по  $\varepsilon_b$  дает существенный вклад в асимптотической области, где функция убывает по степенному закону. Таким образом, для оценки можно предположить, что уменьшение энергии в системе центра масс  $\varepsilon_p$  не зависит от  $\varepsilon_a$ . Следовательно интеграл можно оценить как

$$\frac{2}{\sqrt{\pi} (kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} d\varepsilon_a \sqrt{\varepsilon_a} \exp\left\{-\frac{\varepsilon_a}{kT}\right\} \sim 1. \quad (78)$$

Для оценки последнего, четвертого члена в (77), можно вычислить отношение его значения к величине второго слагаемого. Учитывая последнее соотношение, имеем

$$\frac{2\hbar e^4 Z_a^2 \Sigma_{al}}{\sqrt{m_a}} \int_{E_0}^{\infty} \frac{d\varepsilon_a}{\varepsilon_a^{7/2}} \approx \frac{2\hbar e^4 Z_a^2 \Sigma_{al}}{\sqrt{m_a}} \frac{2/5}{E_0^{5/2}} \sim 5 \cdot 10^{-3} \ll 1. \quad (79)$$

Это соотношение получается для значений  $\Sigma_{ab} \sim N \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$  и  $E_0 = 5kT = 5 \times 10 \text{ эВ}$ . Отметим, что последняя оценка находится в согласии с соотношением (56).

Рассмотрим вычисление скорости реакций, обусловленное различными областями энергии — аргумента функции распределения. Частота реакции частиц сортов  $a$  и  $b$  в приближении лоренцева газа, т. е. покоя частицы-мишени сводится к вычислению выражения

$$\langle \sigma V \rangle = \int_0^{\infty} f(\varepsilon) V_{ab} \sigma(\varepsilon_p) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon. \quad (80)$$

Подставляя функцию распределения, получим

$$\begin{aligned} \langle \sigma V \rangle &= \int_0^{\infty} (f_0(\varepsilon) + f_{qt}(\varepsilon)) V \sigma(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon \\ &= \int_0^{\infty} \left( \frac{2}{\sqrt{\pi} (kT)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{\varepsilon}{kT}\right\} + f_{qt}(\varepsilon) \right) \sqrt{\frac{2\varepsilon_p}{\mu_{ab}}} S(0) \exp\left\{-\pi \sqrt{\frac{E_G}{\varepsilon_p}}\right\} \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon_p} d\varepsilon. \end{aligned} \quad (81)$$

Вычисляя слагаемые отдельно, имеем

$$\langle \sigma V \rangle_0 = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2kT}{\mu_{ab}}} \frac{S(0)}{kT} \tau^{1/2} e^{-\tau}, \quad (82)$$

где

$$\tau = 3 \left( \frac{\pi}{2} \right)^{2/3} \left( \frac{E_G}{kT} \right)^{1/3}. \quad (83)$$

Скорость реакции частиц, определяемая асимптотической частью функции распределения, определяется как

$$\langle \sigma V \rangle_{qt} = \int_0^{\infty} f_{qt}(\varepsilon_a) V_{ab} \sigma_f(\varepsilon_p) \sqrt{\varepsilon_a} d\varepsilon_a = \frac{4\hbar e^4 Z_a^2 \Sigma_{al}}{\sqrt{m_a \mu_{ab}}} S(0) \int_0^{\infty} \exp \left\{ -\pi \sqrt{\frac{E_G}{\varepsilon_p}} \right\} \frac{\sqrt{\varepsilon_a}}{\sqrt{\varepsilon_p} \varepsilon_a^4} d\varepsilon_a. \quad (84)$$

При вычислении скорости реакции синтеза одинакового сорта частиц, например,  $d + d$  в системе центра масс для частиц одинаковых масс и равных энергий

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ab} &= \mu_{ab} \left( \frac{\varepsilon_a}{m_a} + \frac{\varepsilon_b}{m_b} - 2 \sqrt{\frac{\varepsilon_a}{m_a} \frac{\varepsilon_b}{m_b}} \cos(\mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b) \right) = \\ &= 2 \frac{m_a m_a}{m_a + m_a} \frac{\varepsilon_a}{m_a} (1 - \cos(\mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b)) = \varepsilon_a (1 - \cos(\mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b)) \approx \varepsilon_a. \end{aligned} \quad (85)$$

Окончательно получаем

$$\langle \sigma V \rangle_1 = \frac{4\hbar e^4 \Sigma_{al} S(0)}{\sqrt{m_a}} \sqrt{\frac{2}{m_a}} \int_0^{\infty} \exp \left\{ -\pi \sqrt{\frac{E_G}{\varepsilon}} \right\} \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon^4 \sqrt{\varepsilon}} d\varepsilon = \frac{8 \cdot 5! \sqrt{2} \hbar e^4 Z_a^2 \Sigma_{al} S(0)}{\pi^6 E_G^2 m_a} \frac{S(0)}{E_G}. \quad (86)$$

Полученный в этом выражении промежуточный интеграл был вычислен следующим образом:

$$\int_0^{\infty} \exp \left\{ -\pi \sqrt{\frac{E_G}{\varepsilon}} \right\} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^4} = 2 \frac{\partial^5}{\partial \alpha^5} \left( - \int_0^{\infty} e^{-\alpha x} dx \right)_{\alpha = \pi \sqrt{E_G}} = \frac{2 \cdot 5!}{\pi^6 E_G^3}. \quad (87)$$

При вычислении была проведена следующая замена переменных:

$$x = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad dx = -\frac{1}{2\varepsilon^{3/2}} d\varepsilon, \quad d\varepsilon = -2 \frac{dx}{x^3}. \quad (88)$$

В системе центра масс для частиц одинаковых масс, но разных энергий, например,  $\varepsilon_a \gg \varepsilon_b$  получаем

$$\varepsilon_{ab} = \mu_{ab} \left( \frac{\varepsilon_a}{m_a} + \frac{\varepsilon_b}{m_b} - 2 \sqrt{\frac{\varepsilon_a}{m_a} \frac{\varepsilon_b}{m_b}} \cos(\mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b) \right) \approx \mu_{ab} \frac{\varepsilon_a}{m_a}. \quad (89)$$

Окончательно для этого случая

$$\begin{aligned} \langle \sigma V \rangle_2 &= \frac{4\hbar e^4 \Sigma_l}{\sqrt{m_a}} S(0) \frac{1}{\sqrt{\mu_{ab}}} \int_0^{\infty} \exp \left\{ -\pi \sqrt{\frac{E_G}{\varepsilon}} \right\} \frac{\sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}{\varepsilon^4 \sqrt{\varepsilon}} \left( \frac{\mu_{ab}}{m_a} \right)^{5/2} = \\ &= \frac{4\hbar e^4 \mu_{ab}^2 Z_a^2 \Sigma_l S(0)}{m_a^3} \int_0^{\infty} \exp \left\{ -\pi \sqrt{\frac{E_G}{\varepsilon}} \right\} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^4} = \frac{8 \cdot 5! S(0) \hbar e^4 \mu_{ab}^2 Z_a^2 \Sigma_l}{\pi^6 E_G E_G^2 m_a^3}. \end{aligned} \quad (90)$$

Учитывая равные массы частиц,

$$\langle \sigma V \rangle_2 = \frac{2 \cdot 5! S(0) \hbar e^4 Z_a^2 \Sigma_l}{\pi^6 E_G E_G^2 m_a}. \quad (91)$$

Для интегралов во втором и третьем слагаемых в выражении (77) существенными являются различные области переменных  $\varepsilon_a$  и  $\varepsilon_b$ . Для второго слагаемого подынтегральная функция близка к нулю если энергия  $\varepsilon_a$  больше, чем температура, т. е. вне интервала  $0 < \varepsilon_a < 3kT$ . Для переменной  $\varepsilon_b$  значимая область в этом интеграле намного больше. Для третьего слагаемого переменные  $\varepsilon_a$  и  $\varepsilon_b$  меняются местами.

Рассмотрим второе слагаемое. Положим  $\varepsilon_a = \varepsilon_b$ , учитывая значимые области энергий разных частиц. Тогда энергия в системе центра масс может быть представлена в следующем виде:

$$\varepsilon_p = \mu_{ab} \left( \frac{\varepsilon_a}{m_a} + \frac{\varepsilon_b}{m_b} - 2 \sqrt{\frac{\varepsilon_a \varepsilon_b}{m_a m_b}} \cos(\mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b) \right) \approx \mu_{ab} \frac{\varepsilon_b}{m_b}. \quad (92)$$

Если подставить это выражение во второе слагаемое (77), то оказывается, что скорость и сечение не зависят от угла между векторами скоростей и этот интеграл сведется к виду

$$\begin{aligned} \langle \sigma V \rangle_b &= \frac{2}{\sqrt{\pi} (kT)^{3/2}} \frac{\sqrt{2} \hbar e^4 Z_b^2 \Sigma_{bl}}{\sqrt{m_b}} \int_0^\infty d\varepsilon_a \sqrt{\varepsilon_a} \exp \left\{ -\frac{\varepsilon_a}{kT} \right\} \int_0^\infty \frac{d\varepsilon_b}{\varepsilon_b^{7/2}} V_{ab}(\varepsilon_p) \sigma(\varepsilon_p) = \\ &= \frac{4 \hbar e^4 Z_b^2 \Sigma_{bl} S(0)}{m_b} \left( \frac{\mu_{ab}}{m_b} \right)^2 \int_0^\infty \frac{d\varepsilon_p}{\varepsilon_p^{7/2} \sqrt{\varepsilon_p}} \exp \left\{ -\pi \sqrt{\frac{E_G}{\varepsilon_p}} \right\} = \frac{8 \cdot 5! S(0) \hbar e^4}{\pi^6 E_G E_G^2} \left( \frac{\mu_{ab}}{m_b} \right)^2 \frac{Z_b^2 \Sigma_{bl}}{m_b}. \end{aligned} \quad (93)$$

Практически повторяется прежний вывод, но здесь

$$Z_b^2 \Sigma_{bl} = Z_b^2 m_b^2 \sum_l \frac{N_l Z_l^2}{\mu_{bl}^2}. \quad (94)$$

Для третьего слагаемого в (77) получим

$$\langle \sigma V \rangle_a = \frac{8 \cdot 5! S(0) \hbar e^4}{\pi^6 E_G E_G^2} \left( \frac{\mu_{ab}}{m_a} \right)^2 \frac{Z_a^2 \Sigma_{al}}{m_a}, \quad (95)$$

где

$$Z_a^2 \Sigma_{al} = Z_a^2 m_a^2 \sum_l \frac{N_l Z_l^2}{\mu_{al}^2}. \quad (96)$$

Таким образом, частота реакции, обусловленная квантовыми хвостами, равна

$$\langle \sigma V \rangle_{\text{quant}} = \langle \sigma V \rangle_a + \langle \sigma V \rangle_b = \frac{8 \cdot 5! S(0) \hbar e^4 \mu_{ab}^2}{\pi^6 E_G E_G^2} \left( \frac{Z_a^2}{m_a} \sum_l \frac{N_l Z_l^2}{\mu_{al}^2} + \frac{Z_b^2}{m_b} \sum_l \frac{N_l Z_l^2}{\mu_{bl}^2} \right). \quad (97)$$

В последней формуле суммирование по  $l$  следует проводить только по частицам сортов не относящихся к  $a$  или  $b$ . Это вытекает из соотношения (61) и следующих за ним комментариев. Из-за малости корреляционной функции одинаковых частиц, квантовые поправки, соответствующие такому рассеянию, малы в сильно неидеальной плазме.

Отметим, что постоянная скорости реакции определенная для хвостовой части функции распределения и представленная в виде (97) не зависит явно от температу-

ры. Как отмечалось выше, это связано с тем, что в асимптотической области хвосты функции распределения не зависят от температуры. В то же время следует отметить, что температура определяет ионный состав плазмы. Таким образом, температурная зависимость функции распределения чрезвычайно важна и определяется выражением в квадратных скобках в (97). Как будет показано ниже, определение ионного состава плазмы имеет важное значение для температурного диапазона 5–10 эВ. Как отмечалось выше, правильное определение ионного состава — весьма сложная задача в неидеальной плазме, поэтому измерение выхода нейтронов — уникальный инструмент для получения информации по уравнению состояния и зарядовому составу в такой плазме.

Таким образом, мы привели доказательство справедливости приближенного подхода, состоящего в усреднении сечений реакций с помощью найденных квантовых поправок к функциям распределения частиц по импульсам. Точность такого подхода обсуждается далее, где приводятся результаты вычислений по полным формулам (62) и (68), упрощенной (70) и приближенным аналитическим (82) и (97). Это снимает вопросы, поставленные в работе [Zubarev, 2008] о законности такого метода.

Из (97) можно оценить константу скорости синтеза дейтронов для значений 49.6 кэВ · барн астрофизического фактора  $S(0)$  и 99.9 кэВ для гаммовской энергии  $E_G$ . Вычисляя сечения рассеяния при  $E_G$ , а также оценивая скорости частиц, входящих в скорости реакции, получим, что столкновительная ширина при концентрации рассеивающих частиц порядка  $3 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ , составляет около  $10^{-6}$  эВ и константа скорости реакции оказывается порядка  $10^{-28} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ .

В неидеальной плазме максвелловский вклад в скорость реакции уточняется для учета экранировки кулоновского потенциала [Bahcall et al., 2002; Salpeter, 1954; Chugunov et al., 2007; Brown, Sawyer, 1997]. Соответствующее обобщенное выражение получается, например, путем замены экспоненциального зоммерфельдовского фактора в формуле (66) на квазиклассическую вероятность туннелирования через экранированный потенциальный барьер

$$\exp\{-2\pi\eta\} \rightarrow \exp\left\{-\frac{2\sqrt{2\mu_{ab}}}{\hbar} \int_{r_n}^{r_l} dr \sqrt{\frac{Z_a Z_b e^2}{r} - H(r) - E_p}\right\}. \quad (98)$$

где  $r_n$  и  $r_l$  — классические точки остановки,  $Z_a Z_b e^2/r - H(r)$  — потенциал взаимодействия частиц с учетом экранировки.

Большой интерес вызвали экспериментальные исследования реакций с участием легких изотопов, таких как изотопы водорода, He и Li. Они показали, экспоненциальное повышение сечений ядерных реакций при малых энергиях [Aliotta et al., 2000; Strieder et al., 2001; Raiola et al., 2002; Czerski et al., 2006; Huke et al., 2007]. Пучок легких нуклидов фокусировался на металлическую мишень и учитывалось кулоновское экранирование электронов. Электроны реагировали, накапливаясь вокруг положительного заряда и, следовательно, частично экранировали его положительный кулоновский потенциал. Несмотря на то, что эксперименты показали значимость электронного экранирования, теоретическое объяснение все еще далеко от удовлетворительного. Считается, что высокий потенциал экранирования возникает в среде легких нуклидов в металлической матрице. Однако количественное объяснение этого факта отсутствует. Эффект экранирования оказывается существенно выше ожидаемого значения.

В работах [Елецкий и др., 2005; Coraddu et al., 2004] показано с помощью расчетов методом Монте-Карло диаграммы, представленной на рис. 1, что роль квантовых

Таблица 2

Характеристики плазмы в центре Солнца

Точка траектории	Плотность	Температура	Массовые доли элементов				
			$r/R_{\odot}$	$\rho$ , г см <sup>-3</sup>	$T$ , К	p	<sup>4</sup> He
0.00161	$1.505 \cdot 10^2$	$1.548 \cdot 10^7$	0.36462	0.62029	$8.90 \cdot 10^{-6}$		

поправок к функции распределению частиц в металлической матрице качественно согласуется с данными этого эксперимента.

Отметим, что при рассмотрении квантовой поправки экранировку можно не учитывать, так как энергия экранировки, величина порядка  $H(0)$ , мала по сравнению с гаммовской энергией  $E_G$ , которая определяет вклад в скорость реакции от степенных хвостов.

## 6. Моделирование реакций синтеза

Реакции термоядерного синтеза протекают с заметной скоростью в условиях горячей плазмы. Это, в первую очередь, плазма звезд, в частности, плазма в недрах Солнца. Как следует из представленных в настоящей работе моделей реакций синтеза, учет квантовых эффектов позволяет предсказать повышение скорости реакций в плазме с умеренной температуры, но с высокой плотностью. Для определения параметров плазмы, необходимых для наблюдения реакции синтеза, были проведены вычисления скоростей реакций синтеза в центральной области Солнца, где протекание термоядерных реакций обеспечивает энерговыделение. Представляется также интересным провести некоторую ревизию процессов в недрах звезд, по-новому оценить вклад различных процессов термоядерного синтеза в энерговыделение, а в конечном итоге и эволюцию звезды.

При проведении моделирования использовались данные об астрофизическом факторе реакций и скорости реакций синтеза [Adelberger et al., 1998; Caughlan, Fowler, 1988] для центральной области Солнца, характеристики которой приведены в табл. 2. В табл. 3 приведены реакции, входящие в р-р цикл термоядерных реакций, и их основные параметры. Реакции этого цикла обеспечивают основную часть энерговыделения Солнца. На рис. 3 представлена взаимосвязь продуктов реакций этого цикла.

Из приведенных табл. 4 данных видно, что при этих условиях квантовые поправки не изменяют скорости реакций синтеза 1 и 2, т. е. начальных реакций р-р цикла. А вот изменения для скорости реакции 3, которая завершает цикл р-рI, значительные. Это приводит к изменению концентрации ионов <sup>3</sup>He в результате деструктивных направленных протекания реакций. В стандартной модели Солнца основная часть реакций идет по циклу р-рI, по которому проходит более 80% от общего энерговыделения

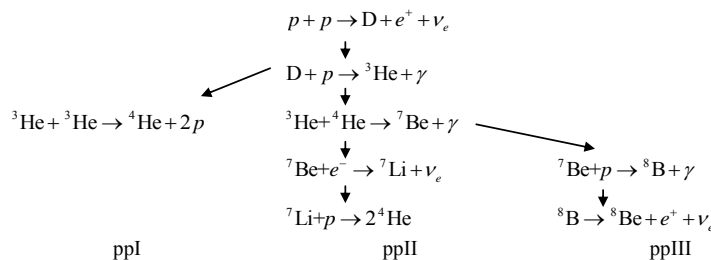


Рисунок 3. Схема реакций солнечного р-р цикла



Таблица 3

## Реакции pp-цикла

№	Реакция	Энергия реакции	Гамовская энергия	Астрофизический фактор
		$Q$	$E_G$	$S_{ij}$
		МэВ	кэВ	кэВ · бн
1.	$p + p \rightarrow D + e^+ + \nu_e$	1.15	49.97	$3.78 \cdot 10^{-22}$
2.	$D + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	5.49	66.62	$2.50 \cdot 10^{-4}$
3.	${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$	12.86	$2.40 \cdot 10^3$	$4.70 \cdot 10^3$
4.	${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	1.586	$2.74 \cdot 10^3$	$5.20 \cdot 10^{-1}$
5.	${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$			
6.	${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2{}^4\text{He}$	17.347	$7.87 \cdot 10^2$	$5.93 \cdot 10^1$
7.	${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	0.134	$1.40 \cdot 10^3$	$2.90 \cdot 10^{-2}$
8.	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$	11.27	—	—

[Adelberger et al., 2011]. Если учесть изменения функции распределения по импульсу в плотной плазме солнечного ядра, рассмотренные в данной работе, то реакции по циклу ppI оказываются практически заблокированы. Практически все наработанные в предыдущих реакциях цикла ионы  ${}^3\text{He}$ , «сгорают» при взаимодействии с  ${}^4\text{He}$ , по каналам ppII и ppIII. Этот эффект обсуждался в работе [Starostin et al., 2000], где указано, что изменение цикла реакций, по которым протекают процессы в центре Солнца, может привести как к изменению расчетной светимости Солнца, так и к изменению нейтринного потока.

Как следует из табл. 4, такие же заметные изменения констант скорости реакций имеют место и для реакций 4, 6, 7. Это приводит к изменению концентраций соответствующих ионов (см. табл. 5), однако суммарная скорость реакций, естественно, не изменяется и определяется скоростью реакции 1), лежащей в основе цикла.

Таблица 4

## Реакции pp-цикла

№	Константа скорости «классика»	Скорость реакций	Вклад в энерговыделение	Константа скорости «полная»	Скорость реакций	Вклад в энерговыделение
	$\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	МэВ · $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	$\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	МэВ · $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$
1.	$1.280 \cdot 10^{-43}$	$6.991 \cdot 10^7$	$8.039 \cdot 10^7$	$1.280 \cdot 10^{-43}$	$6.991 \cdot 10^7$	$8.039 \cdot 10^7$
2.	$1.964 \cdot 10^{-26}$	$6.991 \cdot 10^7$	$3.838 \cdot 10^8$	$1.964 \cdot 10^{-26}$	$6.991 \cdot 10^7$	$3.838 \cdot 10^8$
3.	$5.322 \cdot 10^{-34}$	$2.270 \cdot 10^7$	$2.919 \cdot 10^8$	$4.891 \cdot 10^{-28}$	7.149	$9.194 \cdot 10^1$
4.	$5.974 \cdot 10^{-39}$	$2.451 \cdot 10^7$	$3.888 \cdot 10^7$	$2.910 \cdot 10^{-32}$	$6.991 \cdot 10^7$	$1.109 \cdot 10^8$
5.	$2.385 \cdot 10^{-33}$	$2.444 \cdot 10^7$		$2.385 \cdot 10^{-33}$	$4.687 \cdot 10^6$	—
6.	$3.203 \cdot 10^{-29}$	$2.444 \cdot 10^7$	$4.240 \cdot 10^8$	$7.376 \cdot 10^{-28}$	$4.687 \cdot 10^6$	$8.130 \cdot 10^7$
7.	$1.303 \cdot 10^{-35}$	$7.216 \cdot 10^4$	$9.670 \cdot 10^3$	$6.141 \cdot 10^{-32}$	$6.522 \cdot 10^7$	$8.740 \cdot 10^6$
8.	—	$7.216 \cdot 10^4$	$8.133 \cdot 10^5$	—	$6.522 \cdot 10^7$	$7.350 \cdot 10^8$
			$1.220 \cdot 10^9$			$1.400 \cdot 10^9$

В табл. 4 приведены также величины энерговыделения реакций по каждой реакции и их суммарная величина. Как следует из результатов, приведенных в таблице, учет квантовых эффектов несколько увеличивает энерговыделение в условиях плазмы солнечного ядра. Процесс синтеза элементов происходит по каналу ррII.

Заметные изменения коснулись расчетных величин стационарных концентраций элементов. При вычислении было допущено естественное предположение, что концентрации протонов и  ${}^4\text{He}$  задаются в соответствии с данными стандартной солнечной модели.

Для оценки стационарных значений концентраций ионов, задействованных в рр-цикле, использовалась простая модель баланса

$$\begin{aligned}\dot{N}(D) &= \frac{\langle\sigma V\rangle_1}{2} N(p)^2 - \langle\sigma V\rangle_2 N(p) N(D), \\ \dot{N}({}^3\text{He}) &= \langle\sigma V\rangle_2 N(p) N(D) - \langle\sigma V\rangle_3 N({}^3\text{He})^2 - \langle\sigma V\rangle_4 N({}^3\text{He}) N({}^4\text{He}), \\ \dot{N}({}^7\text{Be}) &= \langle\sigma V\rangle_4 N({}^3\text{He}) N({}^4\text{He}) - \langle\sigma V\rangle_5 N({}^7\text{Be}) N(e), \\ \dot{N}({}^7\text{Li}) &= \langle\sigma V\rangle_5 N({}^7\text{Be}) N(e) - \langle\sigma V\rangle_6 N({}^7\text{Li}) N(p).\end{aligned}$$

Коэффициент 1/2 перед некоторыми константами скоростей реакций возникает из-за взаимодействия тождественных частиц [Adelberger et al., 2011]. Стационарное состояние плазмы означает, что производные концентраций в левой части этой системы уравнений равны 0. Тогда решение приведенной системы уравнений можно представить в виде

$$\begin{aligned}N(D) &= \frac{\langle\sigma V\rangle_1}{2\langle\sigma V\rangle_2} N(p), \\ N({}^3\text{He}) &= -\frac{\langle\sigma V\rangle_4}{2\langle\sigma V\rangle_3} N({}^4\text{He}) + \sqrt{\left(\frac{\langle\sigma V\rangle_4}{2\langle\sigma V\rangle_3} N({}^4\text{He})\right)^2 + \frac{\langle\sigma V\rangle_1}{2\langle\sigma V\rangle_3} N(p)^2}, \\ N({}^7\text{Be}) &= \frac{\langle\sigma V\rangle_4 N({}^3\text{He}) N({}^4\text{He})}{\langle\sigma V\rangle_5 (N(p) + 2N({}^4\text{He}))}, \\ N({}^7\text{Li}) &= \frac{\langle\sigma V\rangle_5 (N(p) + 2N({}^4\text{He}))}{\langle\sigma V\rangle_7 N(p)}.\end{aligned}$$

В табл. 5 приведены концентрации ионов, участвующих в рр-цикле, из таблицы видно значительное падение концентрации  ${}^3\text{He}$ .

Изменяется и расчетное энерговыделение при внесении изменений в константы скорости реакции, связанное с учетом квантовых эффектов. С учетом близких значений полного энерговыделения необходимо отметить, что учет вклада в них реакций распада  ${}^8\text{B}$  и  ${}^8\text{Be}$  требует дальнейшего уточнения для цикла с учетом измененных констант скоростей реакций. Из наработанных концентраций данных элементов в классическом случае видно, что роль данных реакций незначительна, однако с учетом квантовых поправок для реакций синтеза роль распадных реакций может измениться.

## Заключение

В работе проведен анализ влияния квантовых эффектов на скорость реакций синтеза и влияние полученных эффектов на возможную модель Солнца. В результате частых соударений частиц в плотной плазме исчезает полное соответствие между полной и кинетической энергиями частицы, обобщенная функция распределения

Таблица 5

Стационарные значения концентраций ионов в центре Солнца для стандартных значений скорости реакций и с учетом квантовых эффектов

Элементы	p	<sup>4</sup> He	D	<sup>3</sup> He	<sup>7</sup> Be	<sup>7</sup> Li	<sup>8</sup> B
Стандарт, см <sup>-3</sup>	$3.305 \cdot 10^{25}$	$1.405 \cdot 10^{25}$	$1.077 \cdot 10^8$	$2.921 \cdot 10^{20}$	$1.676 \cdot 10^{14}$	$2.309 \cdot 10^{10}$	$5.557 \cdot 10^4$
Квантовые поправки, см <sup>-3</sup>	$3.305 \cdot 10^{25}$	$1.405 \cdot 10^{25}$	$1.077 \cdot 10^8$	$1.710 \cdot 10^{14}$	$3.213 \cdot 10^{13}$	$1.923 \cdot 10^8$	$5.022 \cdot 10^7$

частиц, таким образом, зависит как от полной, так и от кинетической энергии частицы. Функция распределения частиц по импульсам имеет степенную зависимость от кинетической энергии в асимптотической области. Проведение усреднения по такой функции распределения для вычисления, например, скорости реакции синтеза, обоснованное в данной работе, приводит к заметному росту константы скорости реакции по сравнению с расчетами для максвелловской функции распределения.

Значительные изменения констант скоростей термоядерных реакций могут привести к заметному изменению параметров солнечной модели. Главным образом это скажется на стационарной концентрации элементов, количество которых в любом случае составляет доли процента от основной массы плазмы, состоящей из протонов и <sup>4</sup>He. В работах [Gryaznov et al., 2006; Аюков и др., 2004] отмечалось, что состав солнечной плазмы, принятый в современной солнечной модели, не является бесспорным. Имеются некоторые расхождения с данными гелиосейсмологии. Таким образом, результаты данной работы не входят в непримиримое противоречие с экспериментом.

Влияние квантовых поправок на скорость термоядерных реакций в условиях центра Солнца, рассмотренное в работе, приводит к заметному изменению тепловыделения в результате реакций, полученное в расчетах. Изменение не столь существенное, как изменения концентраций, однако имеет глобальный характер. Нужно отметить, что расчеты проведены только в одной точке солнечной траектории. При движении по радиусу от центра Солнца будет падать и плотность плазмы, и температура. Для моделирования глобальных параметров следует, конечно, учесть изменения скорости реакций по достаточно представительной области ядра Солнца. Это предмет последующих исследований.

Главная задача, которая ставилась в данной работе, состояла в том, чтобы обратить внимание на возможность весьма значительного изменения скорости термоядерных реакций в условиях плотной не слишком горячей плазмы центра Солнца. Величина эффекта квантовых поправок на скорость термоядерных реакций нуждается, конечно, в дальнейших исследованиях, в том числе в экспериментальных исследованиях в лабораторных условиях. Однако проявление эффекта квантовых поправок в различных условиях можно считать надежно установленным [Fisch et al., 2012; Drakon et al., 2012].

### Список литературы

- [Абрикосов и др., 1962] Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский В.Т. Методы квантовой теории поля в статистической физике. — М.: Физматгиз, 1962.
- [Александров, Старостин, 1998] Александров Н.Л., Старостин А.Н. Неэкспоненциальная температурная зависимость скорости пороговых неупругих процессов в плотных средах // ЖЭТФ. 1998. Т. 113. Вып. 5. С. 1661–1674.

- [Аюков и др., 2004] Аюков С.В., Батурин В.А., Грязнов В.К. и др. Анализ малых примесей тяжелых элементов в солнечной плазме с помощью уравнения состояния SAHA-S // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80(3). С. 163–166.
- [Беляков, 1961] Беляков В.А. Распределение частиц по импульсам в разреженном ферми-газе // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. С. 1210.
- [Боголюбов, 1947] Боголюбов Н.Н. Кинетические уравнения в квантовой механике // Известия АН СССР. Серия физическая. 1947. Т. 11. С. 77.
- [Галицкий, Мигдал, 1958] Галицкий В.М., Мигдал А.Б. Применение квантовой теории поля к задаче многих тел // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 139.
- [Галицкий, Якимец, 1966] Галицкий В.М., Якимец В.В. Релаксация частицы в максвелловском газе // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. С. 957.
- [Елецкий и др., 2005] Елецкий А.В., Старостин А.Н., Таран М.Д. Квантовые поправки к равновесным константам скорости неупругих процессов // УФН. 2005. Т. 175. С. 299.
- [Ландау, Лифшиц, 2001, т. 3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Курс теоретической физики. Т. 3. Квантовая механика. — М.: Физматлит, 2001.
- [Ландау, Лифшиц, 2001, т. 5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Курс теоретической физики. Т. 5. Статистическая физика. — М.: Физматлит, 2001.
- [Питаевский, Лифшиц, 2001, т. 9] Питаевский Л.П., Лифшиц Е.М. Курс теоретической физики. Т. 9. Статистическая физика. Ч. 2. — М.: Физматлит, 2001.
- [Старостин и др., 2005] Старостин А.Н., Леонов А.Г., Петрушевич Ю.В., Перих В.К. Квантовые поправки к функции распределения частиц и скорости реакций в плотных средах // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 146.
- [Adelberger et al., 2011] Adelberger E.G., Garcia A., Hamish Robertson R.G. et al. Solar fusion cross sections. II. The pp chain and CNO cycles // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83. P. 195–245.
- [Adelberger et al., 1998] Adelberger E.G., Austin S.M., Bahcall J.N. et al. Solar fusion cross sections // Rev. Mod. Phys. 1998. V. 70. P. 1265–1291.
- [Aliotta et al., 2000] Aliotta M., Spitaleri C., Lattuada M. et al. Improved information on electron screening in  ${}^7\text{Li}(\text{p},\alpha)\alpha$  using the Trojan-horse method // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 9. P. 435–437.
- [Bahcall et al., 2002] Bahcall J.N., Brown L.S., Gruzinov A., Sawyer R.F. The Salpeter plasma correction for solar fusion reactions // Astron. Astrophys. 2002. V. 383. P. 291–295.
- [Brown, Sawyer, 1997] Brown L.S., Sawyer R.F. Nuclear reaction rates in a plasma // Rev. Mod. Phys. 1997. V. 69. P. 411–436.
- [Caughlan, Fowler, 1988] Caughlan G.A., Fowler W.A. Thermonuclear reaction rates V. Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1988. V. 40(2). P. 283.
- [Chugunov et al., 2007] Chugunov A.I., DeWitt H.E., Yakovlev D.G. Coulomb tunneling for fusion reactions in dense matter: Path integral Monte Carlo versus mean field // Phys. Rev. D. 2007. V. 76. P. 025028.
- [Coraddu et al., 2004] Coraddu M., Mezzorani G., Petrushevich Y.V. et al. Numerical modelling of the quantum-tail effect on fusion rates at low energy // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. 2004. V. 340. P. 496–500.
- [Czerski et al., 2006] Czerski K., Huke A., Heide P., Ruprecht G. Experimental and theoretical screening energies for the  $2\text{H}(\text{d}, \text{p})3\text{H}$  reaction in metallic environments // Eur. Phys. J. A. 2006. V. 27. P. 83–88.
- [Daniel, Vosko, 1960] Daniel E., Vosko S.H. Momentum Distribution of an Interacting Electron Gas // Phys. Rev. 1960. V. 120. P. 2041–2044.
- [Drakon et al., 2012] Drakon A.V., Emelianov A.V., Eremin A.V. et al. Quantum Phenomena in Ignition and Detonation at Elevated Density // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 18320.
- [Fisch et al., 2012] Fisch N.J., Gladush M.G., Petrushevich Y.V. et al. Enhancement of fusion rates due to quantum effects in the particles momentum distribution in nonideal plasma media // Eur. Phys. J. D. 2012. V. 66:154. P. 1–15.
- [Foldy, 1945] Foldy L.L. The Multiple Scattering of Waves. I. General Theory of Isotropic Scattering by Randomly Distributed Scatterers // Phys. Rev. 1945. V. 67. P. 107–119.

- [Gryaznov et al., 2006] *Gryaznov V.K., Ayukov S.V., Baturin V.A. et al.* Solar plasma: calculation of thermodynamic functions and equation of state // *J. Phys. A: Math. Gen.* 2006. V. 39. P. 4459–4464.
- [Huke et al., 2007] *Huke A., Czerski K., Heide P.* Measurement of the enhanced screening effect of the d + d reactions in metals // *Nuclear Instruments and Methods in Phys. Res. B: Beam Interactions with Materials and Atoms.* 2007. V. 256(2). P. 599–618.
- [Ichimaru, 1993] *Ichimaru S.* Nuclear fusion in dense plasmas // *Rev. Mod. Phys.* 1993. V. 65. P. 255–299.
- [Kadanoff, Baym, 1962] *Kadanoff L.P., Baym G.* Quantum statistical mechanics. — N. Y.: Benjamin, 1962.
- [Kimball, 1975] *Kimball J.C.* Short-range correlations and the structure factor and momentum distribution of electrons // *J. Phys. A: Mathematical and General.* 1975. V. 8. P. 1513.
- [Raiola et al., 2002] *Raiola F., Migliardi P., Gyürky G. et al.* Enhanced electron screening in d (d, p)t for deuterated Ta\* // *Eur. Phys. J. A.* 2002. V. 13. P. 377–382.
- [Salpeter, 1954] *Salpeter E.E.* Electron Screening and Thermonuclear Reactions // *Australian J. Phys.* 1954. V. 7(3). P. 373–388.
- [Starostin, Aleksandrov, 1998] *Starostin A.N., Aleksandrov N.L.* Kinetics of excitation and ionization in nonideal plasmas // *Phys. Plasmas.* 1998. V. 5. P. 2127–2129.
- [Starostin et al., 1999] *Starostin A.N., Aleksandrov N.L., Konchakov A.M. et al.* Electron Distribution Function in a Nonideal Plasma in Strong Electric and Laser Fields // *Contrib. Plasma Phys.* 1999. V. 39. P. 93–96.
- [Starostin et al., 2001] *Starostin A.N., Aleksandrov N.L., Mironov A.B., Schipka M.V.* Electron Distribution Function and Rate Coefficients in a Nonideal Plasma in a Strong Laser Field // *Contrib. Plasma Phys.* 2001. V. 41. P. 299–302.
- [Starostin et al., 2000] *Starostin A.N., Savchenko V.I., Fisch N.J.* Effect of quantum uncertainty on the rate of nuclear reactions in the Sun // *Phys. Lett. A.* 2000. V. 274. P. 64–68.
- [Strieder et al., 2001] *Strieder F., Rolfs C., Spitaleri C., Corvisiero P.* Electron-screening effects on fusion reactions // *Naturwissenschaften.* 2001. V. 88. P. 461–467.
- [Uhlenbeck, Gropper, 1932] *Uhlenbeck G.E., Gropper L.* The Equation of State of a Non-ideal Einstein–Bose or Fermi–Dirac Gas // *Phys. Rev.* 1932. V. 41. P. 79–90.
- [Wigner, 1932] *Wigner E.* On the Quantum Correction For Thermodynamic Equilibrium // *Phys. Rev.* 1932. V. 40. P. 749–759.
- [Zubarev, 2008] *Zubarev A.L.* A note on the quantum-tail effect on fusion reaction rate // *J. Phys. A: Math. Gen.* 2008. V. 41. P. 312.

## V.5. ЛУННЫЙ ГРУНТ И ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

*Г. С. Ануфриев*

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

### **Имплантация ионов солнечного ветра**

Плазма, излучаемая Солнцем, беспрепятственно достигает поверхности Луны, незащищенной магнитным полем [[Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 1, гл. 2](#); [Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 1, гл. 3](#); [Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 2, гл. 5](#)], и имплантирует ионы плазмы в лунную поверхность. Поверхность Луны покрыта чехлом мелкообломочного материала — реголита. Это мелкие обломки горных пород, а также агглютинатов (остеклованных в ударных процессах обломков) и брекчий (сцементированных угловатых обломков пород). Реголит (лунный грунт) формируется в результате длительного непрерывного воздействия на лунную поверхность комплекса космогенных факторов: (микро)метеоритной бомбардировки и облучения солнечными и галактическими лучами. По оценкам доля метеоритного вещества в реголите не превышает 1%. Вероятно, некоторую роль в формировании реголита играют также тектонические и вулканические лунные процессы. Кроме того, одновременно происходит тепловое разрушение и измельчение лунных пород в результате суточных колебаний температуры от +120 °С днем до –170 °С ночью. По имеющимся оценкам, мощность реголитового слоя в районах морей колеблется от 4 до 8 м, а в материковых районах от 4 до 12 м. Лунный грунт был доставлен на Землю экспедициями Apollo (USA) в 1969–1972 гг., а также советскими автоматическими станциями «Луна-16, -20, -24» в 1970–1976 гг.

Сейчас на Земле имеются образцы грунта, доставленные из 9 районов Луны. При отборе колонок лунного грунта автоматическими станциями, особенно колонки «Луна-24», были предприняты специальные меры, исключающие перемешивание лунного грунта при бурении или в процессе доставки колонок на Землю [[Лунный грунт из Моря Изобилия, 1974](#); [Лунный грунт из Моря Кризисов, 1980](#)], что имеет очень важное значение при определении возраста лунного грунта. Доставка на Землю образцов лунного грунта позволила детально исследовать и изучить их химический состав и другие характеристики: структуру, физико-химические свойства и пр. Основное направление проведенных исследований носит явно выраженный геологический приоритет: совокупность анализов позволила определить общие закономерности строения лунной поверхности и установить четкое отличие морских и материковых поверхностей. Принципиальное отличие лунного грунта от пород земной коры состоит в том, что лунный грунт содержит ионы солнечного ветра как результат непрерывного воздействия солнечного корпускулярного излучения. Таким образом, появляется возможность получить информацию о долговременных вариациях солнечных потоков. Как известно [[Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 1, гл. 2](#); [Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 1, гл. 3](#); [Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 2, гл. 5](#)], основной компонент солнечно-ветрового потока — ионы водорода. Однако при проведении исследования неожиданно выяснилось, что в освещаемом Солнцем лунном грунте содержится очень мало водорода, воды и других соединений на основе водорода. Основным, имплантированным в лунный грунт, солнечным ком-

понентом является гелий, концентрация (в объемных единицах) которого достигает очень большой величины, например,  ${}^4\text{He} \sim 0.2 \text{ см}^3 \cdot \text{STP/г}$  [Ануфриев, 2010а], хотя в солнечном потоке по обилию он занимает только второе место. Здесь STP — это стандартные условия: температура  $20^\circ\text{C}$ , и давление 760 мм рт. ст. Ранее задача реставрации солнечно-ветровых потоков на основе исследования образцов лунного грунта не возникла, поэтому при ее современном решении одновременно возникла череда сопутствующих (основной задаче) и нерешенных проблем:

- нет количественных моделей процесса имплантации солнечных ионов в лунный грунт;
- нет количественной модели, объясняющей потерю водорода лунным грунтом;
- нет количественной модели определения возраста лунного грунта;
- нет количественных моделей реставрации солнечных корпускулярных потоков в прошлом;
- нет сопоставления эр и эпох палеонтологии с вариациями потоков солнечного ветра.

Представленные в этой работе исследования связаны с обозначенным здесь кругом проблем, объединенных идеей реставрации долговременных вариаций солнечного ветра. Полное решение всего названного круга проблем еще ждет своего часа.

С другой стороны, Луну следует рассматривать как исследовательский полигон, позволяющий определить условия хранения, отбора и доставки космического материала на Землю, необходимых при проведении дальнейших исследований космических тел в открытом космосе.

## Вариации солнечного ветра

Солнечным ветром называется поток высокотемпературной плазмы солнечной атмосферы, которая не удерживается гравитационным притяжением Солнца, непрерывно расширяется в космическое пространство и заполняет, практически, весь объем солнечной системы [Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 1, гл. 2; Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 1, гл. 3]. Высокая проводимость плазмы и существующие магнито-динамические солнечные процессы позволяют плазменному потоку уносить с собой солнечное магнитное поле, которое оказывается «вмороженным» в плазму и которое по закону Лоренца заставляет ионы плазмы двигаться вдоль силовых магнитных линий. Этот поток плазмы вначале предсказанный, а затем обнаруженный экспериментально посредством специального оборудования на космических аппаратах [Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 1, гл. 2; Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 1, гл. 3; Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 2, гл. 5] состоит в основном, из ядер водорода и гелия. Солнечный ветер по разному воздействует на тела солнечной системы (планеты, спутники, астероиды, кометы): он обтекает тела, имеющие собственное магнитное поле, как, например, Земля и внедряется в поверхность тел, не имеющих собственного магнитного поля или плотной атмосферы (как, например, Луна, астероиды и др.).

Еще не давно (примерно до 1990-х гг.) считалось, что солнечный ветер состоит из квазистационарных быстрых ( $> 550 \text{ км/с}$ ) потоков плазмы (СН) из корональных дыр и потоков медленного ( $< 450 \text{ км/с}$ ) ветра (IS), не связанного с корональными дырами. Затем исследователи обратили внимание на потоки солнечной плазмы, вызванные выбросами (извержением) корональной массы (английская аббревиатура: СМЕ), которые имеют гигантский масштаб: выброшенный фрагмент корональной плазмы по величине часто сопоставим с солнечным радиусом. Этот плазменный фрагмент после отрыва от поверхности Солнца удерживается вмороженным магнитным полем, что послужило основанием называть эту плазму, распространяющуюся от Солнца, маг-



нитными облаками [Marsch, 2006; Застенкер, Зеленый, 1999]. Магнитные облака, достигая Земли, деформируют земную магнитосферу, сильнее сплющивая наветренную сторону, и вытягивают хвост магнитосферы с подветренной стороны. В результате, с наветренной стороны при пересоединении магнитных силовых линий магнитного облака и Земли возникают незамкнутые силовые линии, действие магнитного экрана Земли несколько ослабевает и солнечная плазма внедряется в земную магнитосферу в большем количестве. Исследования процесса выбросов корональной массы (СМЕ) на космических аппаратах показали, что выбросы (СМЕ), состоящие, в основном из протонов, содержат много гелия (до 30% и более) [Marsch, 2006; Застенкер, Зеленый, 1999] по сравнению с содержанием гелия (~ 5%) в квазистационарных потоках [Schwenn, 2006; Gloeckler et al., 1998] СН и SI.

Взаимодействие солнечного ветра и магнитных облаков с телами солнечной системы сегодня интенсивно исследуется [Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 2, гл. 5]. Особенные пробелы в знаниях этого вопроса обнаруживаются при рассмотрении длительных временных интервалов, не доступных спутниковым исследованиям. Новые возможности получения информации о долговременных вариациях солнечного корпускулярного излучения предоставляет Луна, существующая около 4.5 млрд лет.

Реставрация древних солнечных корпускулярных потоков была начата с исследованием образцов колонок лунного грунта, доставленного автоматическими станциями «Луна-16 и -24» в 1970, 1976 гг. из различных регионов Луны: Моря Изобилия [Лунный грунт из Моря Изобилия, 1974; Ануфриев и др., 1977а] и Моря Кризисов [Лунный грунт из Моря Кризисов, 1980; Ануфриев и др., 1982; Ануфриев и др., 1983]. Колонки отличались по разным параметрам, в том числе по длине 35 и 160 см соответственно. При проведении реставрации потоков солнечных протонов и изотопов гелия в качестве исходных данных использовались концентрации изотопов гелия и неона, полученные при изотопном анализе газов в образцах лунного грунта. Особое внимание было уделено исследованиям длинной колонки. Образцы отбирались с различных уровней 1.6-метровой колонки лунного грунта. Предпринятые исследования важны как для определения долговременных вариаций солнечных потоков, так и для понимания происхождения и эволюции солнечной системы. Необходима также информация о химическом и изотопном составе Солнца, содержащего примерно 90% материи солнечной системы, а также об эволюции этих составов во времени. Эти данные крайне необходимы для построения гипотез о перераспределении в прошлом вещества от центральной звезды — Солнца — между протопланетами, спутниками, астероидами, космической пылью.

Ранее делались попытки установить химический и изотопный состав Солнца путем изучения соотношений различных солнечных изотопов в метеоритах. Трудностей на этом пути много. Попытки такого рода были проведены также [Ануфриев, 1980а; Ануфриев, 1981; Ануфриев, 1985; Ануфриев, 1986] путем поиска следов реликтового солнечного и космического излучения, захваченного веществом Земли в процессе аккреции и сохранившегося в недрах планеты.

Мы предприняли попытку установить эволюцию солнечного корпускулярного излучения путем исследования образцов лунного грунта [Ануфриев и др., 1977а; Ануфриев и др., 1982; Ануфриев и др., 1983]. Луна, лишенная магнитного поля и имеющая практически возраст Земли, может хранить информацию о процессах на временах, сравнимых с возрастом Солнечной системы. В частности, облучаемая лунная поверхность аккумулирует ионы солнечного ветра и космогенные изотопы, производимые космическими лучами. Это дает возможность получать информацию о вариациях потока солнечного ветра, а также, возможно, о вариациях потока космических лучей в длительном интервале времени. Известно, что солнечный ветер состоит в основном из ядер водорода — протонов. (В дальнейшем — просто из «водорода».)

Следовательно, в лунном грунте нужно искать водород. Но, как оказалось, на Луне водорода практически нет. Дело, вероятно, в особенностях водорода и в высокой температуре ( $\sim 120^\circ\text{C}$ ) на освещаемой и облучаемой Солнцем лунной поверхности. Получение нужной информации представляется неразрешимой задачей. Дело спасает гелий, который по распространенности занимает в корпускулярном потоке от Солнца второе место и его обилие в потоке связано с обилием водорода. Таким образом, исследуя в грунте изотопный состав химически нейтрального гелия, можно получить информацию о солнечных потоках гелия и водорода в прошлом, а также об их вариациях. Иными словами, появляется возможность получить важную информацию о длительном функционировании Солнца как природного термоядерного реактора. Результаты, вероятно, будут полезны при более детальной систематике метеоритных и планетных данных.

При реконструкции потоков гелия и водорода кроме наших данных о вариациях солнечно-ветрового гелия по глубине лунной колонки, использованы также опубликованные данные, полученные при проведении экспериментов космическими аппаратами Genesis [Reisenfeld et al., 2007; Neugebauer et al., 2003; Barraclough et al., 2003; Heber et al., 2009], ACE/SWICS [Wimmer-Schweingruber et al., 1999; Schwenn et al., 2006], миссиями APOLLO [Geiss et al., 2004] и другие современные спутниковые данные. Значимым результатом этих исследований, вероятно, является обнаружение вариаций гелия, как результат присутствия гелия в солнечном ветре [Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 1, гл. 3; Marsch, 2006; Schwenn et al., 2006] и вызванного вариациями числа и интенсивности процесса выбросов корональной массы (СМЕ).

### Материалы и методики

Изотопные исследования проведены при помощи динамических магнитных резонансных масс-спектрометров (типа МИ9301-9303), обладающих высокой чувствительностью (вплоть до  $10^5$  атомов в газовой пробе) и высоким разрешением (вплоть до  $10^5$ ) одновременно. Это позволило использовать небольшие навески лунного грунта и избежать маскирующего влияния иногда мощных линий масс-спектра остаточного газа на измеряемые малые изотопные вариации газов, содержащиеся в лунном грунте [Ануфриев, 2009; Ануфриев и др., 2006; Ануфриев и др., 1987; Ануфриев и др., 1977b].

По этой методике изотопным исследованиям подверглись образцы двух колонок лунного грунта, длиной 35 и 160 см соответственно, доставленные автоматическими станциями «Луна-16 и -24» в 1970 и 1976 гг. Ключевое значение в решении поставленной проблемы — определения вариаций солнечно-ветровых потоков — сыграли изотопные исследования длинной колонки (160 см) лунного грунта «Луны-24».

Изотопный состав гелия в образцах колонки лунного грунта (Луна-24) исследовался на Земле 2 раза с интервалом в примерно 23 года, что позволило обнаружить эффект тепловых потерь гелия лунным грунтом, сопровождающийся изотопным фракционированием [Ануфриев, 2010b; Ануфриев, Галимов, 2008]. В табл. 1 приведены данные изотопных исследований, не скорректированные по потерям гелия.

Результаты ранних исследований (1982 г.), не подвергавшиеся корректированию, напечатаны жирным шрифтом. Будем считать, что процедура корректировки не увеличивает случайные ошибки измерений. Вариации концентрации гелия и ошибки измерений по длине колонки грунта показаны на рис. 1.

На вопрос какова природа лунного гелия, отвечают изотопные исследования. Измеренный изотопный состав, богатый легким изотопом гелия  $^3\text{He}$ , однозначно свидетельствует, что преобладающей составляющей лунного гелия является гелий солнечно-ветровой природы [Schwenn, 2006; Ануфриев и др., 1983]. На рис. 2

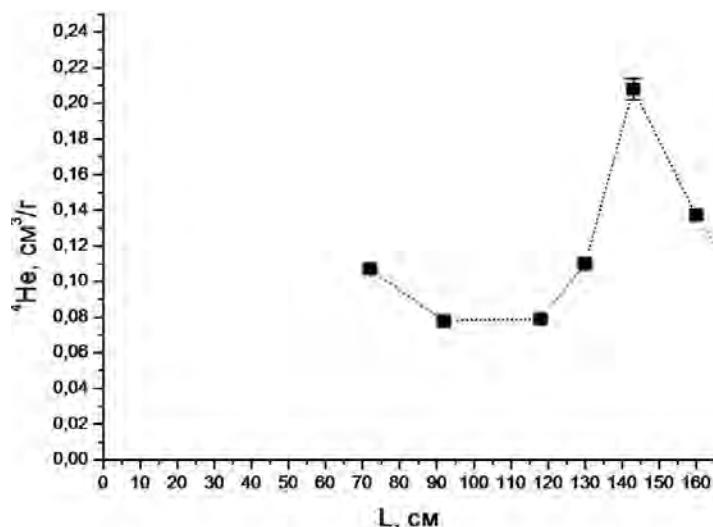


Рис. 1. Изменение концентрации гелия в реголите по глубине колонки грунта «Луна-24». Всплеск концентрации гелия в образце грунта на глубине  $\sim 140$  см многократно превышает критерий  $3\sigma$

приведены экспериментальные значения изотопного отношения. Отметим, что, например, радиогенный гелий, присутствующий в породах земной коры [Ануфриев, 1980а; Ануфриев, 1981; Ануфриев, 1985; Ануфриев, 1986], содержит на 4 порядка меньше легкого изотопа  $^3\text{He}$ . Таким образом, можно заключить, что обнаруженный в лунном грунте гелий — это результат внедрения (захвата) солнечного гелия из солнечно-ветровых потоков.

Вопрос: когда произошел этот захват солнечного ветра лунным грунтом?

Таблица 1  
Результаты изотопных исследований гелия в образцах колонки лунного грунта по датам экспериментов и в зависимости от глубины отбора проб

№ п/п	Глубина отбора $L$ , см	$^3\text{He} \cdot 10^6$ , см <sup>3</sup> /г		$^4\text{He} \cdot 10^2$ , см <sup>3</sup> /г		$(^3\text{He}/^4\text{He}) \cdot 10^4$	
		1982 г.	2006 г.	1982 г.	2006 г.	1982 г.	2006 г.
1	72	—	9.7	—	3.2	—	3.03
2	92	—	8.8	—	2.9	—	3.03
		<b>26.4</b>	—	<b>7.8</b>	—	<b>3.39</b>	—
3	118	<b>24.1</b>	—	<b>7.9</b>	—	<b>3.14</b>	—
4	130	—	10.4	—	3.3	—	3.11
5	143	<b>77.2</b>	—	<b>20.8</b>	—	<b>3.71</b>	—
6	160	—	11.9	—	4.1	—	2.89
7	184	<b>17.8</b>	—	<b>5.5</b>	—	<b>3.23</b>	—
8	192	—	6.1	—	2.15	—	2.84
Средние		36.3	9.59	10.50	3.14	3.46	2.99

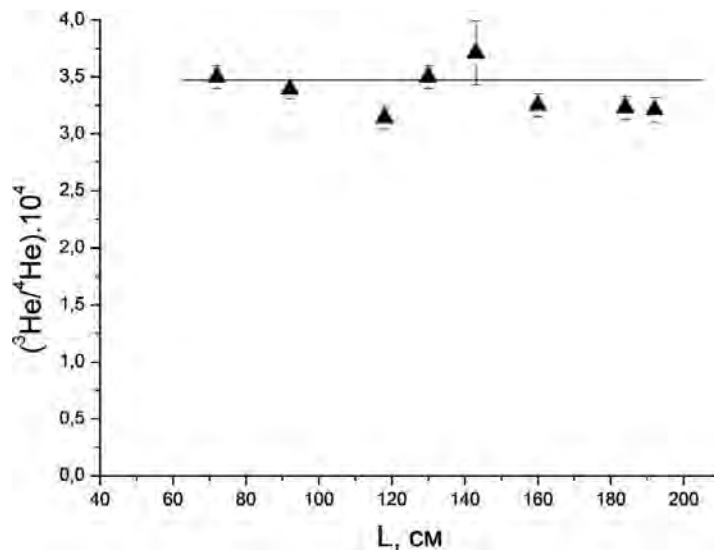


Рис. 2. Изотопные отношения гелия по глубине колонки. Отрезком горизонтальной прямой показано среднее значение изотопного отношения захваченного солнечного гелия  $^3\text{He}/^4\text{He} = 3.5 \cdot 10^{-4}$ . Отклонения экспериментальных точек от среднего значения находится в пределах  $2\sigma$

### Метод определения возраста реголита в колонке «Луна-24»

Для расшифровки информации, накопленной лунным грунтом (реголитом), необходимо знание возраста грунта. Однако начиная с экспедиции «Аполлон-11» в 1969 г., когда на Луне был обнаружен достаточно мощный слой реголита (обломочной породы — лунного грунта) проблема оставалась не решенной. Это привело к тому, что к настоящему времени не существует количественных моделей, описывающих механизмы формирования реголита. Здесь мы попытаемся количественно определить скорость накопления реголита на основе формального рассмотрения реголита в качестве осадочной (обломочной) породы, находящейся в стадии постоянного накопления. Как было показано [Ануфриев и др., 1996], скорость накопления (аккумулирования)  $a$  определяется потоком  $F(I)$  определенного изотопа-трассера, его концентрацией  $I$  и плотностью материала  $\rho$

$$a = \frac{F(I)}{\rho I}. \quad (1)$$

В качестве изотопа-трассера целесообразно выбрать какой-нибудь космогенный изотоп, образующийся в реголите при воздействии на него галактических космических лучей (ГКЛ). Часто среди набора различных космогенных изотопов [Ануфриев и др., 1977b] предпочтение отдается космогенному неону  $^{21}\text{Ne}_c$ .

Космогенные изотопы образуются под действием космических лучей в ядерных реакциях с атомами мишени. Расход атомов мишени при образовании космогенных изотопов ничтожен ( $\sim 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/г за миллион лет). Это позволяет в рассматриваемой модели условно считать, что не космические лучи внедряются в реголит, а внедряется поток космогенных изотопов  $I$ . По метеоритным данным известна производительность (скорость образования) космогенных изотопов  $P(I)$  космическими лучами, размерность которой см<sup>3</sup>/г · 10<sup>6</sup> лет. Из функции производительности можно

получить плотность условного потока этого изотопа на площадь в  $1 \text{ см}^2$

$$F(I) = P(I)\rho h, \quad (2)$$

где  $h$  — толщина слоя реголита, в котором генерируются космогенные изотопы под действием космических лучей. При получении величины скорости образования  $P(I)$  пользуются метеоритными данными и модельными расчетами [Задорожный, Иванов, 1980; Шуколюков, Левский, 1972; Алексеев, 2004], при выполнении которых подсчитывается количество космогенных изотопов, образовавшихся в толще мишени при облучении. С учетом этих замечаний получим из (1) для скорости накопления  $a$  соотношение

$$a = \frac{P(I)}{I}h. \quad (3)$$

Учитывая, что время (возраст) экспозиции находится из соотношения  $t = I/P(I)$ , и подставляя это значение в (3), получим простое выражение для нахождения скорости накопления (аккумуляции) реголита

$$a = \frac{h}{t}. \quad (4)$$

Величину  $h$  можно определить из метеоритных данных о толщине слоя, содержащего космогенные изотопы [Задорожный, Иванов, 1980; Шуколюков, Левский, 1972; Алексеев, 2004]. Однако мы воспользуемся результатами модельных экспериментов и расчетов [Leya et al., 2001]. Результаты этой работы представлены в виде графика, аналитическое выражение функции которого не известно. График может быть аппроксимирован различными способами, но так, чтобы концентрация космогенных изотопов была равна величине, определяемой авторским (оригинальным) графиком. Мы использовали аппроксимацию  $P(^{21}\text{Ne}_c) = 0.15 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot 10^6 \text{ лет}$  по всей глубине при толщине грунта  $h = 70 \text{ см}$ . В качестве величины  $P(^{21}\text{Ne}_c)$  выбрано максимальное значение согласно [Leya et al., 2001]. В пределах случайных ошибок эта величина совпадает с величиной  $P(^{21}\text{Ne}_c)$ , рассчитанной на основе данных о химическом составе реголита [Задорожный, Иванов, 1980] исследуемой колонки.

### Метод определения космогенного неона $^{21}\text{Ne}_c$

Как было отмечено, для определения возраста экспозиции в качестве космогенного изотопа целесообразно использовать изотоп неона  $^{21}\text{Ne}_c$ . Расчет концентрации космогенных изотопов можно сделать в рамках предположения о двухкомпонентном составе измеряемого в опытах неона: захваченном солнечным ( $tr$ ) и космогенным ( $c$ ). В этом случае величина  $^{21}\text{Ne}_c$  определяется формулой [Ануфриев, 2010а]

$$^{21}\text{Ne}_c = \frac{\left(\frac{^{22}\text{Ne}}{^{21}\text{Ne}}\right)_{tr} \cdot ^{21}\text{Ne}_{ms} - ^{22}\text{Ne}_{ms}}{\left(\frac{^{22}\text{Ne}}{^{21}\text{Ne}}\right)_{tr} - \left(\frac{^{22}\text{Ne}}{^{21}\text{Ne}}\right)_c}, \quad (5)$$

где солнечное, захваченное грунтом, отношение ( $tr$ ) по литературным данным [Ануфриев и др., 1983; Eberhardt et al., 1970] равно 31, а космогенное ( $c$ ) отношение [Алексеев, 2004] равно 1.1. Индексом  $ms$  отмечены измеренные в опытах концентрации. Результаты изотопных исследований неона в образцах «Луны-24» приведены в табл. 2. Проведенные химические анализы показали также [Задорожный, Иванов, 1980] хорошее постоянство химического состава во всех изученных пробах, что позволяет для всех образцов использовать оно и то же значение скорости  $P(^{21}\text{Ne}_c) = 0.15 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot 10^6 \text{ лет}$ . На основании этой величины и формулы

(5) получены данные о возрасте экспозиции и другие параметры, которые также приведены в табл. 2.

Таблица 2

Изотопы неона в образцах Луны-24

№ п/п	$L$ , см	$^{21}\text{Ne}_c$ , $10^{-6}$ см <sup>3</sup> /г	$a$ , см/ $10^6$ лет	$t_{ex}$ , $10^6$ лет
1	92	0.511	0.21	150
2	118	0.400	0.26	300
3	143	0.546	0.19	540
4	184	0.134	0.79	180

Отметим, что данных по изотопным исследованиям неона относительно мало [Ануфриев, 2010а], поэтому их использование потребовало введения дополнительных операций усреднения.

При определении возраста образцов на интервале длины колонки грунта 72–160 см принято [Ануфриев, 2010а; Ануфриев, 2012; Ануфриев, 2013], что скорость накопления реголита  $a_1$  неизменна и равна среднему значению по трем первым образцам табл. 2 с близкими значениями скорости накопления реголита

$$a_1 = (0.21 + 0.26 + 0.19) / 3 = 0.22 \text{ см}/10^6 \text{ лет.} \quad (6)$$

При определении возраста более длинных образцов  $L > 160$  см принято, что последующее приращение длины происходило с увеличенной скоростью накопления реголита. Таким образом, приняты во внимание данные об увеличении скорости роста для  $L > 160$  см (строка 4, табл. 2). В качестве величины скорости накопления  $a_2$  принято среднее арифметическое использованной выше (6) величины 0.22 и 0.79

$$a_2 = (0.22 + 0.79) / 2 = 0.50. \quad (7)$$

При исследовании колонки грунта «Луны-24» было обнаружено [Родэ и др., 1977], что возможно длина колонки грунта  $L$  примерно на 40 см короче, чем считалось в соответствии с длиной использованного грунтоноса. В связи с этим, в литературе существует 2 варианта определения длины доставленной колонки: наиболее распространенный «длинный» вариант  $L_{\min} = 72$  см — по длине грунтоноса. Кроме того, существует «короткий» вариант [Лунный грунт из Моря Кризисов, 1980]:  $L'_{\min} = 72 - 40 = 32$  см, учитывающий слабое заполнение верхней части ( $\sim 40$  см) грунтоноса.

Используя формулы для вычисления возраста образцов (1)–(4) и полученные выражения (6), (7) для скоростей накопления реголита, можно сопоставить длину колонки и возраст образцов в независимости от вводимой в расчет величины  $L$ . Результат представлен на рис. 3 в виде графика  $t = f(L)$ .

Используя этот результат, можно получить зависимость измеренной концентрации гелия от возраста образцов  $\text{He} = f(t)$ . В графическом виде эта зависимость показана на рис. 4.

Как следует из проведенных исследований и графиков на рис. 3 и 4 при исследовании образцов длинной колонки не датированным остались образцы от нулевой отметки (0 — поверхность Луны) до  $\sim 72$  см (самый «молодой» образец «Луны-24»). Именно в этом интервале имеются образцы лунного грунта в короткой колонке грунта (35 см) доставленной автоматической станцией «Луна-16». Совместное рассмотрение результатов изотопных исследований двух колонок лунного грунта, доставленных из различных регионов Луны (Море Кризисов и Море Изобилия) не

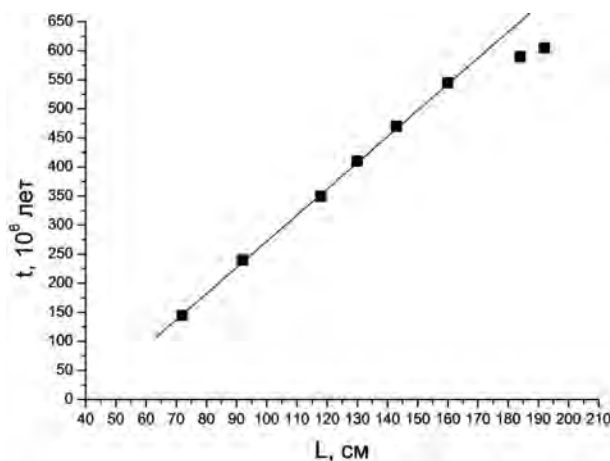


Рис. 3. Возраст образцов колонки «Луны-24» в зависимости от глубины отбора образцов. В связи с заложенными в расчет предположениями возраст образцов  $L = 72-60$  см изменяется по линейному закону. Нарастание возраста самых глубоких образцов  $L = 184-192$  см происходит более медленно в соответствии с изменением скорости накопления реголита

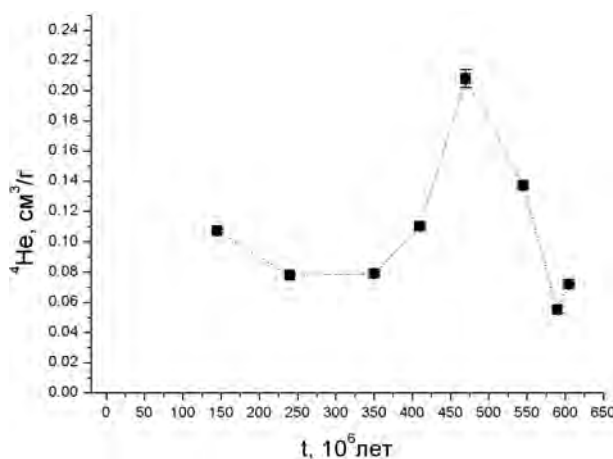


Рис. 4. Вариации концентрации образцов в зависимости от возраста. Концентрация гелия показана вместе с ошибками. Полученные вариации многократно превышают случайные ошибки измерений. Заметим, что так как  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} = \text{const}$  для всех образцов (см. рис. 2), то такие же вариации сопровождают концентрацию легкого изотопа  ${}^3\text{He}$

сопровождающееся логическими противоречиями является важным свидетельством состоятельности разработанным методик и моделей.

### Гелий и неон в колонке «Луны-16»

Колонка лунного грунта, доставленная станцией «Луна-16» из Моря Изобилия, была разбита по длине на четыре зоны: А — 0–8 см, В — 8–15 см, V — 15–28 см, G — 28–33 см. Подробные исследования лунного грунта представлены в [Лунный грунт из Моря Изобилия, 1974]. В отдельных «зернах» образца и в тонкой фракции были исследованы [Ануфриев и др., 1977а; Neumann et al., 1972; Виноградов, Зад-



рожный, 1974] изотопные составы инертных газов. Мы воспользуемся изотопными данными из [Ануфриев и др., 1977а; Виноградов, Задорожный, 1974], полученными при исследовании тонкой фракции  $\leq 0.083$  мм, примерно такой же крупности [Ануфриев, 2010а; Задорожный, Иванов, 1980], как в исследованных образцах «Луны-24». Изотопы гелия и неона выделялись в вакуумных экстракционных установках путем нагрева образцов при  $\sim 1400\text{--}1600$  °С, очищались от выделявшихся одновременно химически активных газов и измерялись при помощи масс-спектрометров, включенных «в линию» с экстракционной установкой. Ошибки измерений составляли около 10%. Концентрация гелия достигает величины максимального значения концентрации (рис. 1) в образцах колонки «Луна-24». Изотопное отношение  $^3\text{He}/^4\text{He}$  несколько выше, чем средняя величина по образцам «Луны-24», и равна отношению в максимуме гелиевого всплеска по данным «Луны-24». Результаты изотопного анализа гелия и неона для всех четырех зон колонки приведены в табл. 3. Их величины представлены в объёмных единицах  $\text{см}^3/\text{г}$ . Величина объема газа вычисляется при стандартной температуре (20 °С) и стандартном давлении (760 мм рт. ст.).

Таблица 3  
Результаты экспериментальных исследований (столбцы 1–7) изотопных составов гелия и неона в образцах колонки «Луны-16» и расчетные данные по этим образцам (столбцы 8–9): космогенный изотоп неона  $\text{Ne}_c$ , скорость накопления  $a$

$L$ , см	Исследуемая зона	$^4\text{He}$ , $\text{см}^3/\text{г}$	$^{20}\text{Ne} \cdot 10^2$ , $\text{см}^3/\text{г}$	$(^3\text{He}/^4\text{He}) \times 10^4$	$^{22}\text{Ne} \cdot 10^4$ , $\text{см}^3/\text{г}$	$^{21}\text{Ne} \cdot 10^6$ , $\text{см}^3/\text{г}$	$^{21}\text{Ne}_c \cdot 10^6$ , $\text{см}^3/\text{г}$	$a$ , $\text{см}/10^6$ лет
0–8	3-2k <sup>+</sup> , А	0.18	0.31	3.7	2.8	9.4	0.38	0.22
8–15	6-1b*, В	0.175	0.33	3.535	2.6	8.8	0.43	0.20
15–28	9-1p <sup>+</sup> , V	0.22	0.19	3.7	1.5	4.9	0.06	1.4
28–33	7-1a*, G	0.187	0.35	3.75	2.8	9.2	0.17	0.49

Примечание. Значком (+) отмечены измерения, в которых сделана поправка на величину фонового гелия. Значок (\*) указывает, что в таблице приведены средние значения из двух измерений изотопных составов

В среднем химический состав реголита «Луны-16» отличается от химического состава реголита «Луны-24» [Лунный грунт из Моря Изобилия, 1974; Лунный грунт из Моря Кризисов, 1980], и это приводит к несколько меньшей скорости образования космогенного неона  $P(^{21}\text{Ne}_c) = 0.12 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot 10^6$  лет при той же эффективной глубине  $h = 70$  см накопления космогенных изотопов. При применении использованной для колонки грунта «Луна-24» модели «толстых образцов  $\geq 70$  см» [Ануфриев, 2010а] к определению возраста «нетолстой» 35-сантиметровой колонки лунного грунта (6) возможны ошибки, связанные с падением величины функции производительности космогенных изотопов  $P(I)$  в тонком образце. Практически это должно привести к тому, что концентрация  $^{21}\text{Ne}_c$  должна падать в направлении от нижнего слоя (35 см) к верхнему (0 см), чего не наблюдается (табл. 3). Сказывается конкурирующий эффект — замедление скорости роста верхнего слоя. Например, концентрация  $^{21}\text{Ne}_c$  в верхней зоне А, должна быть примерно в 2 раза ниже, чем концентрация в ниже расположенной зоне В (табл. 3), а, фактически, они равны.

Для определения возраста колонки и ее зон используем вариант, вытекающий из выражений (1)–(4), путем введения средневзвешенной (эффективной) величины  $^{21}\text{Ne}_{ef}$  концентрации космогенного неона по всей исследованной колонке (табл. 3)

лунного грунта, содержащей 4 «разновеликих» зоны при общей длине 33 см

$${}^{21}\text{Ne}_{\text{ef}} = \frac{1}{33} \sum_{j=1}^4 (h_n {}^{21}\text{Ne}_c)_j = 0.23 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{г}, \quad (8)$$

где  $h_n$  толщина лунных образцов по зонам колонки  $L$  в табл. 3.

В этом случае возраст зон колонки может быть определен из выражения

$$t = \frac{h_n}{70} \frac{{}^{21}\text{Ne}_{\text{ef}}}{P({}^{21}\text{Ne}_c)}, \quad (9)$$

где отношение  $h_n/70$  учитывает падение производительности космогенных изотопов  $P({}^{21}\text{Ne}_c)$  в тонком образце ( $h_n$ , см) относительно толстого образца (70 см). Формула (9) пригодна для определения возраста всех зон колонки грунта. При  $h_n = 33$  см получим возраст  $90 \cdot 10^6$  лет всей колонки лунного грунта «Луны-16». Возрасты остальных зон колонки, рассчитанные согласно (9), приведены в табл. 4.

Таблица 4  
Возраст и концентрация гелия в образцах лунного грунта, доставленного автоматической станцией «Луна-16»

$t$ , $10^6$ лет возраст зон	$\delta t$ , $10^6$ лет возможные ошибки определения возраста	${}^4\text{He}$ , $\text{см}^3/\text{г}$	Зоны колонки (см) и ссылки
0		$0.16 \pm 0.02$ (Расчетная величина)	0
11	$\pm 11$	$0.18 \pm 0.018$	0–8
32	$\pm 10$	$0.175 \pm 0.0175$	8–15
60	$\pm 18$	$0.22 \pm 0.022$	15–28
90	$\pm 6$	$0.187 \pm 0.0187$	28–33
145	$\pm 10$	$0.107 \pm 0.001$	[Задорожный, Иванов, 1980; Алексеев, 2004]

В первом столбце табл. 4 приведен возраст, рассчитанный согласно формулам (8), (9). Из-за большой протяженности зон считаем для определенности, что образец отобран из центра зоны. При таком предположении протяженность зоны определяет возможную ошибку определения возраста (второй столбец таблицы) в третьем — приведена концентрация изотопа  ${}^4\text{He}$  с ошибками измерений. В последнем столбце указаны образцы (зоны) грунта. Последняя строка этого столбца относится к самому «молодому» образцу грунта «Луны-24», остальные — к зонам колонки «Луны-16». Кроме того, в этом столбце приведено рассчитанное значение  ${}^4\text{He} = 0.16 \text{ см}^3/\text{г}$  для современной эпохи ( $t = 0$ ). Расчет выполнен на основании графических построений, приведенных на рис. 5. График изменения концентрации гелия в зависимости от возраста образцов «Луны-16» показан на рис. 5.

Результат объединения измерений концентрации гелия по двум колонкам лунного грунта показан в виде графика на рис. 6.

Полученные результаты независимым образом подтверждают  $\sim 80 \cdot 10^6$ -летний всплеск активности Солнца. Всплеск был предсказан ранее на основе палео-дендрохронологических исследований [Распопов и др., 2010].

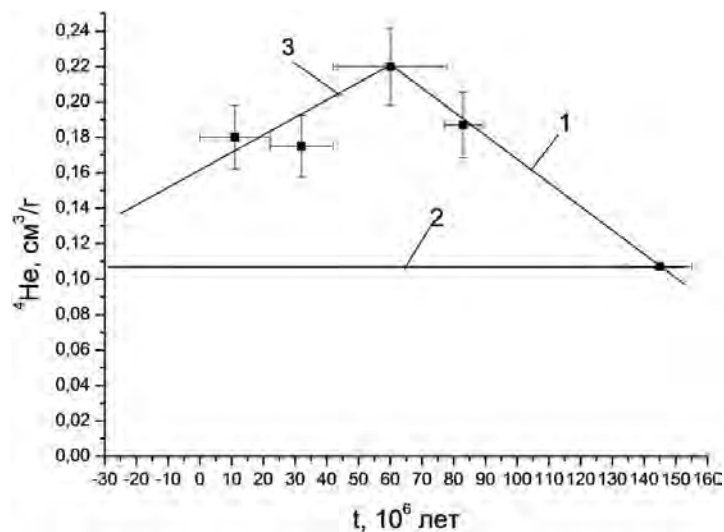


Рис. 5. Концентрации гелия в образцах «Луны-16» в зависимости от возраста образцов. Отрезком горизонтальной прямой 2 отмечен уровень средней величины ( $0.121 \text{ см}^3/\text{г}$ ) концентрации гелия по образцам колонки «Луна-24». Прямыми 1 и 3 показана возможная интерполяция значений концентрации гелия (восходящая 1 и нисходящая 3) ветви интерполяции. Согласно нисходящей ветви современная концентрация гелия ( $t = 0$  лет) составляет величину  $\text{He}_0 = 0.16 \pm 0.02 \text{ см}^3/\text{г}$ , т. е. больше среднего значения, что свидетельствует об активном Солнце в современную эпоху

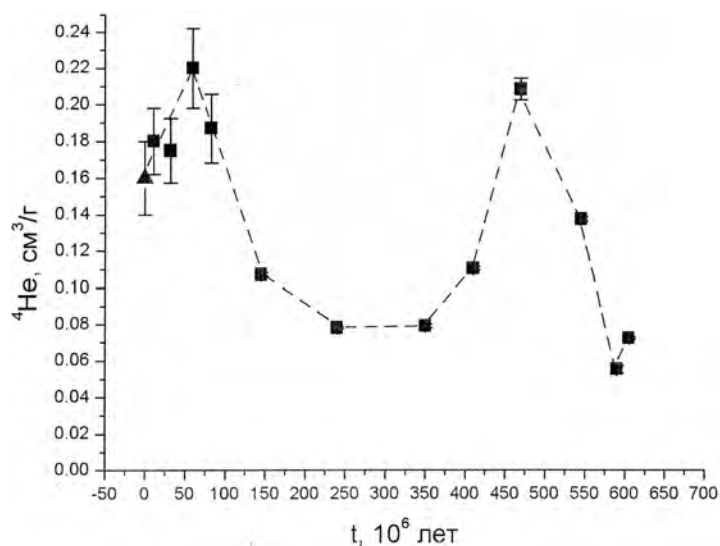


Рис. 6. Вариации концентрации гелия в образцах колонок, доставленных автоматическими станциями «Луна-16 и -24». Наблюдается существенный эффект: два всплеска концентрации гелия в разных колонках, разнесенные во времени  $\sim 400 \cdot 10^6$  лет. Всплески превышают среднюю величину концентрации по исследованным образцам более, чем в два раза

Можно предположить, что вариации концентрации гелия вызваны вариациями потока солнечно-ветрового гелия. Однако как показывают спутниковые исследования, гелий по обилию в потоке занимает только второе место. Первое место принадлежит потоку протонов (ядер водорода). Но концентрация водорода в доставленном лунном грунте ничтожно мала.

Встает вопрос, как установить связь между измеренной концентрацией солнечно-го гелия и потоком солнечного гелия?

### Потоки гелия и протонов (долговременные вариации)

Чтобы получить информацию о потоках гелия, а затем и протонов [Ануфриев, 2010а; Ануфриев, 2012; Ануфриев, 2013], в качестве «опорных» величин потоков можно использовать величину современных потоков гелия и протонов по данным миссий Genesis, ACE/SWIMS, Apollo [Reisenfeld et al., 2007; Neugebauer et al., 2003; Barraclough et al., 2003; Heber et al., 2009; Wimmer-Schweingruber et al., 1999; Schwenn et al., 2006; Geiss et al., 2004]. В среднем потоки равны  $F(\text{H})_m = 2.6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $F(\text{He})_m = 13 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и отношение потоков  $F(\text{He})_m / F(\text{H})_m = n_1 = 0.05$ . Будем предполагать, что полученные величины потоков действуют и на более длительных интервалах времени. Приведенные величины практически равны общепринятым [Физика космоса, 1986].

В предположении линейной связи между концентрацией и потоком гелия можно получить

$$F(\text{He})_i = F(\text{He})_m \frac{\text{He}_i}{\text{He}_m}, \quad (10)$$

где  $\text{He}_m = 0.121 \text{ см}^3/\text{г}$  — средняя концентрация гелия по данным исследований «Луны-16 и 24»,  $\text{He}_i$  — величина концентрации гелия в лунных образцах ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ),  $F(\text{He}_i)$  — соответствующие потоки гелия. Подставляя численные значения, получим связь между потоком и концентрацией

$$F(\text{He}_i) = 107 \cdot 10^6 \text{He}_i \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (11)$$

Эти выражения полностью решают задачу нахождения вариаций валовых потоков гелия  $F(\text{He}_i)$ . Предполагая, что полученные результаты о потоках гелия [Reisenfeld et al., 2007; Neugebauer et al., 2003; Barraclough et al., 2003; Heber et al., 2009; Wimmer-Schweingruber et al., 1999; Schwenn et al., 2006; Geiss et al., 2004] справедливы для более длительных интервалов времени, можно найти вариации потока водорода — основного компонента солнечного ветра из соотношения

$$F(\text{H}_i) = F(\text{He}_i)/n_1, \quad (12)$$

где, как показано выше,  $n_1 = 0.05$ . Однако этот вариант определения вариаций потока протонов, приводящий к примерно четырехкратному его изменению, не подтверждается современными наблюдениями. В экспериментах и моделях такое мощное и очень длительное изменение потока протонов не обнаруживается.

Опираясь на существующую экспериментальную и теоретическую базу [Marsch, 2006; Reisenfeld et al., 2007; Schwenn et al., 2006], предположим, что причина обнаруженных больших гелиевых вариаций обусловлена количеством и интенсивностью корональных выбросов массы (СМЕ). Согласно существующим данным [Marsch, 2006; Застенкер, Зеленый, 1999] содержание гелия в СМЕ доходит до 30% относительно водорода, т. е. существенно больше средних значений (около 5%) в медленном (IS) и быстром (CH) солнечном ветре [Schwenn, 2006; Ануфриев и др., 1983]. Высокое содержание гелия послужило [Reisenfeld et al., 2007; Neugebauer et

al., 2003; Barraclough et al., 2003; Heber et al., 2009; Wimmer-Schweingruber et al., 1999; Schwenn et al., 2006; Geiss et al., 2004] важным признаком (среди других), позволяющим отличить потоки, созданные выбросами корональной массы от других типов солнечных корпускулярных потоков.

Дальнейшее разделение состава общего потока гелия на компоненты сделано с учетом обнаруженного в работах [Ануфриев, 2010а; Ануфриев, 2013] большого всплеска концентрации гелия (примерно в 2 раза относительно среднего). Это приводит к необходимости учесть присутствие в этом процессе корональных выбросов массы относительно богатых гелием, до 30% [Marsch, 2006; Застенкер, Зеленый, 1999], против обычных ~ 5% [Schwenn, 2006; Reisenfeld et al., 2007]. Полагаем, кроме того, что степень солнечной активности может изменяться на масштабах в миллионы лет

Будем считать, что на интервале в миллионы лет средний поток солнечного ветра IS + CH оставался постоянным. В качестве этого суммарного потока выберем поток, создавший минимальную измеренную концентрацию гелия в образцах лунного грунта,  $0.055 \text{ см}^3/\text{г}$ . Подставив эту величину в (7), получим  $F(\text{He}_i)_{\text{IS+CH}} = 5.9 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и будем считать ее постоянной для всех лунных образцов. Тогда изменение потока  $F(\text{He}_i)_{\text{CME}}$ , вызванное процессами CME, находится как разность наблюдаемого потока и этой величины, т. е.

$$F(\text{He}_i)_{\text{CME}} = F(\text{He}_i) - 5.9 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (13)$$

Из последнего выражения, подставив среднюю величину валового потока гелия, можно получить среднюю величину потока гелия корональных выбросов  $F(\text{He})_{\text{CME}} = 13 \cdot 10^6 - 5.9 \cdot 10^6 = 7.1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Тогда средняя величина потока протонов, вызванных процессами CME, будет равна

$$\frac{F(\text{He})_{\text{CME}}}{n_2} = 0.47 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (14)$$

где для  $n_2$  принято значение  $n_2 = 0.15$ , согласно современным данным по потокам корональных выбросов [Marsch, 2006; Застенкер, Зеленый, 1999]. Текущие (*i*-е) вариации потока протонов, вызванные выбросами CME, можно найти из соотношения

$$F(\text{H}_i)_{\text{CME}} = F(\text{He}_i)_{\text{CME}} / n_2. \quad (15)$$

Общий поток протонов будет равен

$$F(\text{H})_{\text{TL}} = 2.6 \cdot 10^8 - 0.47 \cdot 10^8 + F(\text{H}_i)_{\text{CME}} = 2.13 \cdot 10^8 + F(\text{He}_i)_{\text{CME}} / n_2. \quad (16)$$

Результаты расчетов вариаций потоков, с использованием полученных соотношений, сведены в табл. 5.

В таблице использована аппроксимация измерений «Луны-16» при помощи графика рис. 5 с использованием средневзвешенного значения концентрации гелия по всем четырем образцам «Луны-16». Этим способом ослаблено влияние (вес) данных «Луны-16», измеренных с большими ошибками, и влияние неопределенности положения образцов по зонам этой колонки на результаты совместного анализа данных «Луны-16» с существенно более точными данными концентраций в образцах «Луны-24». Использовано также расчетное значение потока гелия (см. табл. 4) в современную эпоху ( $t = 0$ ).

На интервале времени ~ 600 млн лет обнаружено (табл. 5) два сильных всплеска солнечного гелия: около 80 и 470 млн лет назад. Учитывая ранее обнаруженную полицикличность солнечных процессов [Schwenn, 2006; Распопов и др., 2010], являются основания предполагать, что обнаруженные мощные всплески потоков

Таблица 5

Столбцы 2, 3 — исходные данные по образцам «Луны-16 и -24»; столбцы 4–8 — расчетные данные по компонентам солнечного ветра. В нижней строке таблицы приведены средние арифметические значения по соответствующим колонкам

№ п/п	$L$ , см	${}^4\text{He}$ , см <sup>3</sup> /г	$t$ , 10 <sup>6</sup> лет	$F(\text{He}_i)$ , 10 <sup>6</sup> см <sup>-2</sup> · с <sup>-1</sup>	$F(\text{He}_i)_{\text{СМЕ}}$ , 10 <sup>6</sup> см <sup>-2</sup> · с <sup>-1</sup>	$F(\text{H}_i)_{\text{СМЕ}}$ , 10 <sup>8</sup> см <sup>-2</sup> · с <sup>-1</sup>	$F(\text{H}_i)_{\text{ТЛ}}$ , 10 <sup>8</sup> см <sup>-2</sup> · с <sup>-1</sup>
1	0	0.16 ± 0.02	0	17.1	11.2	0.75	2.88
2	28	0.20 ± 0.012	80	21.4	15.5	1.03	3.16
3	72	0.107 ± 0.001	145	11.4	5.5	0.37	2.5
4	92	0.078 ± 0.0005	240	8.3	2.4	0.16	2.29
5	118	0.079 ± 0.001	350	8.4	2.5	0.17	2.3
6	130	0.11 ± 0.001	410	11.8	5.9	0.39	2.52
7	143	0.208 ± 0.006	470	22.2	16.3	1.09	3.22
8	160	0.137 ± 0.0013	545	14.6	9.6	0.64	2.77
9	184	0.055 ± 0.002	590	5.9	0	0	2.13
10	192	0.072 ± 0.0007	605	7.7	1.8	0.12	2.25
Средн.	—	0.121	—	13	7.1	0.47	2.6

гелия, — проявление долговременной (~ 400-летней) периодичности функционирования Солнца.

Графическое изображение «совместных» вариаций потоков протонов и гелия на основании расчетов из табл. 5 по двум колонкам грунта представлены на рис. 7 и относительные величины на рис. 8.

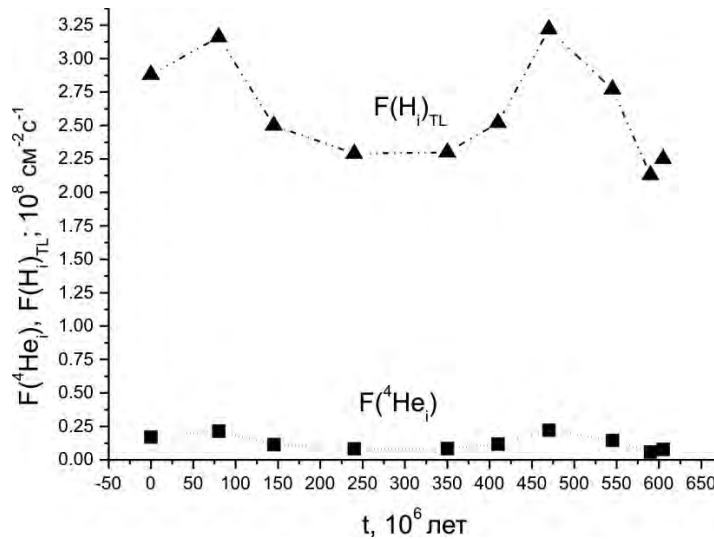


Рис. 7. Вариации потоков протонов  $F(\text{H}_i)_{\text{ТЛ}}$  и гелия  $F({}^4\text{He}_i)$  на шкале времени от современности до примерно 600 млн лет назад

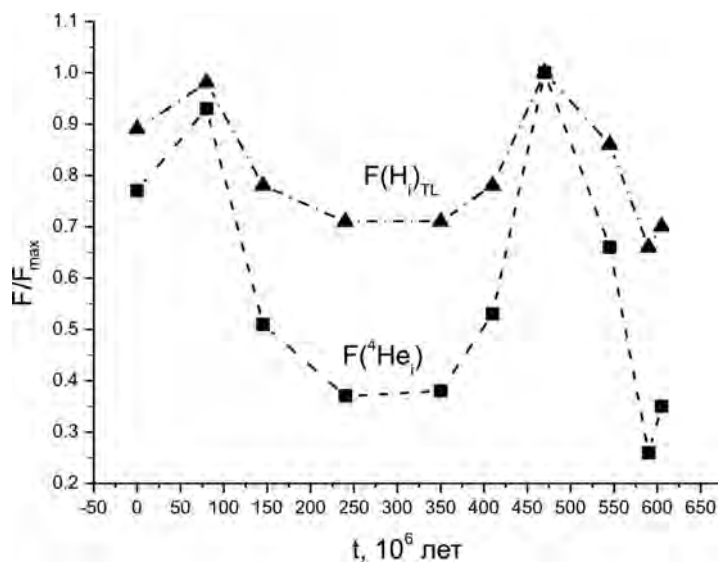


Рис. 8. Величины потоков солнечных протонов и гелия в относительных величинах. Из графиков следует, что всплески потоков солнечных протонов и гелия происходят синхронно, но вариации потока гелия особенно велики, что позволяет назвать эти этапы солнечной активности, связанные с извержением корональной массы (СМЕ), гелиевой активностью Солнца. Максимальное отклонение потока протонов от средней величины  $\sim 30\%$ ; поток гелия изменяется в  $\sim 2$  раза

### Потери гелия лунным грунтом

Солнечный ветер — солнечная плазма, излучаемая Солнцем, достигает поверхности планет и их спутников если они не защищены собственным магнитным полем. На Луне отсутствует глобальное магнитное поле, поэтому ионы солнечного ветра участвуют в процессе имплантации, и лунный грунт сохраняет память о вариациях потоков и о процессе имплантации [Ануфриев, 2012; Ануфриев, 2013]. Кроме того, солнечные потоки вместе с космическими лучами создают многочисленные радиационные нарушения в лунных породах, что позволяет рассматривать лунный грунт как твердое тело с уникальными радиационными нарушениями.

В исследованиях диффузионных процессов лунный грунт интересен также тем, что он в течение длительного времени (миллионы лет) облучается солнечным ветром [Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 1, гл. 2; Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 1, гл. 3; Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 2, гл. 5], ионы которого имеют энергию  $\sim 1$  кэВ на нуклон, солнечными космическими лучами с энергией  $\sim 10$  МэВ на нуклон и галактическими космическими лучами с широким спектром энергий с максимумом в районе  $\sim 10$  ГэВ. Причем самая энергетичная часть космического излучения многократно превышает энергию ускоренных ионов, достижимую при помощи современных ускорителей. Основной состав упомянутых типов излучения — ядра водорода. Гелий по распространенности находится на втором месте [Schwenn, 2006; Физика космоса, 1986]. Гелий солнечного ветра [Schwenn, 2006; Ануфриев и др., 1983] сильно отличается по изотопному составу от земного гелия, так как содержит на много порядков больше легкого изотопа  $^3\text{He}$ . Это позволяет при исследовании процесса имплантации солнечных корпускул в лунные породы исследовать закономерности имплантации химически нейтрального солнечного гелия и таким



образом абстрагироваться от химизма, сопровождающего процесс имплантации, а также не учитывать контаминацию солнечного гелия земным гелием. На орбите Земли поток самого распространенного корпускулярного излучения — солнечного ветра — составляет очень большую величину  $\sim 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Поэтому априори можно ожидать, что атомный механизм процесса диффузии будет определяться наличием большого количества радиационных нарушений, а присутствие в лунном грунте набора минералов с различными кристаллическими решетками будет играть подчиненную роль. Иными словами, лунный грунт поведет себя по отношению к диффундирующим атомам гелия как квазиоднородное твердое тело. С другой стороны, появляется возможность исследовать одновременно диффузию атомов двух изотопов гелия, различающихся примерно на 30% по массе (и в  $\sim 10^4$  раз по обилию в лунном грунте), что позволяет надеяться на обнаружение изотопного эффекта в явлении диффузии. Такие исследования по данным автора ранее также не проводились.

В [Герлинг, 1961] было отмечено, что в минералах с радиационными повреждениями диффузия инертных газов не подчиняется законам Фика. Впоследствии было показано [Степанов, 1998] существование радиационно-стимулированной (скачковой) диффузии, параметры которой отличаются от параметров равновесных законов Фика. Так как диффузия атомов в твердых телах — одно из фундаментальных явлений, на понимании которого базируется описание различных атомных процессов в кристаллах, а также многие технологические операции (ядерная энергетика, порошковая металлургия, полупроводники, наноматериалы и др.), это явление требует углубленного изучения с точки зрения скачкового механизма диффузии. С другой стороны, эти исследования важны для понимания необходимых условий хранения космического материала, который будет доставляться на Землю в будущем в связи с развитием мировой космонавтики. Условия хранения этого материала, вероятно, должны быть совершенно иными, чем условия хранения метеоритов, попавших на Землю после прохождения земной атмосферы.

При изучении процесса выделения инертных газов из природных минералов [Морозова, Ашкинадзе, 1971] было обнаружено, что невыполнение диффузионных закономерностей Фика объясняется тем, что кристаллическая структура природных кристаллов далека от идеальной, так как содержит радиационные нарушения (в результате распада примесных урана и тория), и для покидания минерала атому инертного газа достаточно сделать несколько скачков. Этот факт скачковой (малоскачковой) диффузии был исследован в основном на примере аргона [Герлинг, 1961; Морозова, Ашкинадзе, 1971]. Впоследствии скачковый механизм диффузии (вакансий) наблюдался в смешанных щелочно-галоидных кристаллах [Горбич, Вараксин, 1999]. В последнее время исследования закономерностей диффузии в системах гелий–твердое тело проводятся достаточно широко и могут быть полезны при изучении процесса динамической диффузии [Клявин и др., 2005] в различные типы твердых тел, при исследовании зернографичной диффузии [Жиганов, Купряжкин, 2005], а также при конструировании и выборе материалов для ядерной энергетике.

### **Материалы и методики при исследовании потерь гелия**

При исследовании образцов лунного грунта с большим сдвигом во времени ( $\sim 24$  года) были обнаружены [Ануфриев, Галимов, 2008] большие диффузионные потери гелия и фракционирование изотопов (уменьшение со временем изотопного отношения  $^3\text{He}/^4\text{He}$ ), происшедшие в земных условиях за время хранения образцов при комнатной температуре. Эти результаты, усредненные по количеству исследованных образцов, приведены в табл. 1.

Учитывая многолетнее интенсивное облучение лунного грунта *in situ*, можно предположить, что диффузионные потери гелия в земных условиях при относительно низкой температуре примерно +20 °С есть результат наличия многочисленных радиационных повреждений в кристаллических решетках минералов, образующих лунный грунт. В соответствии с исследованиями [Герлинг, 1961; Степанов, 1998; Морозова, Ашкинадзе, 1971] это позволяет применить для описания процесса потерь механизм, согласно которому атомы газа покидают минерал не в соответствии с классическими законами диффузии [Френкель, 1950; Маннинг, 1971], а в соответствии с закономерностью скачковой диффузии. Для получения количественной оценки параметров этой разновидности диффузии использован ступенчатый нагрев образца лунного грунта (навеска 3.3 мг), отобранного в колонке «Луна-24» с глубины 118 см, фракция < 74 мкм.

Процедура предполагает нагрев образца в вакууме. Метод ступенчатого нагрева успешно применяется в разноплановых изотопных исследованиях, например, [Ануфриев, Болтенков, 2005]. В нашем случае нагрев производился в диапазоне 300–1000 °С через 100 °С с выдержкой постоянной температуры на каждой ступени в течение 0.5 ч. Процесс выделения изотопов гелия He во времени  $t$  можно описать выражением [Ануфриев, 2010b]

$$\frac{dHe}{dt} = -\nu He, \quad (17)$$

где частота «скачков»  $\nu$  зависит от энергии активации  $E$  и температуры  $T$

$$\nu = \nu_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (18)$$

$k$  — постоянная Больцмана. Решая уравнение (17), получим

$$He_i = He_0 \exp(-\nu t), \quad (19)$$

где  $He_0$  — исходная концентрация какого-либо изотопа гелия в образце,  $He_i$  — оставшийся в образце гелий спустя интервал времени  $t$ .

Полученные выражения позволяют определить основные параметры скачковой диффузии обоих стабильных изотопов гелия: энергии активации и частотные факторы. Подставив выражение (18) в (19) и прологарифмировав результат 2 раза, получим в координатах двойного логарифма отношений концентраций и  $T^{-1}$  уравнение наклонной прямой линии

$$\ln \ln \left(\frac{He_0}{He_i}\right) = \ln(\nu_0 t) - \frac{E}{kT}, \quad (20)$$

которое позволяет по экспериментальным данным ступенчатого отжига лунного образца (рис. 9) получить величины параметров диффузии. При этом использовались данные для  ${}^4\text{He}$ . Найдено, что  $E = 0.5$  эВ и частотный фактор  $\nu_0^{{}^4\text{He}} = 0.51 \text{ с}^{-1}$ . Заметим, что величина  $t = 0.5$  ч, используемая в (20), постоянна и задана режимом температурных ступеней в нашем эксперименте. Расчетная наклонная линия, проведенная согласно данным на рис. 9, хорошо согласуется с экспериментальными точками. Абсолютная величина коэффициента корреляции равна 0.995. Вычисление параметров диффузии сделано на основании данных о кинетике выделения изотопа  ${}^4\text{He}$ , а не  ${}^3\text{He}$ , так как ошибки измерения концентрации основного изотопа  ${}^4\text{He}$  существенно меньше. График по данным для изотопа  ${}^3\text{He}$  аналогичен и, практически, неотличим от такового для  ${}^4\text{He}$  (рис. 9). Поэтому энергия активации для этого изотопа в пределах экспериментальных ошибок ( $\sigma < 5\%$ ) равна энергии активации изотопа  ${}^4\text{He}$ , т. е.  $E = 0.5$  эВ. Частотный фактор для  ${}^3\text{He}$  можно определить, исходя из модели разделения компонентов бинарной смеси согласно [Бродский, 1957] с использованием экспериментальных данных о фракционировании изотопов. Возможно также

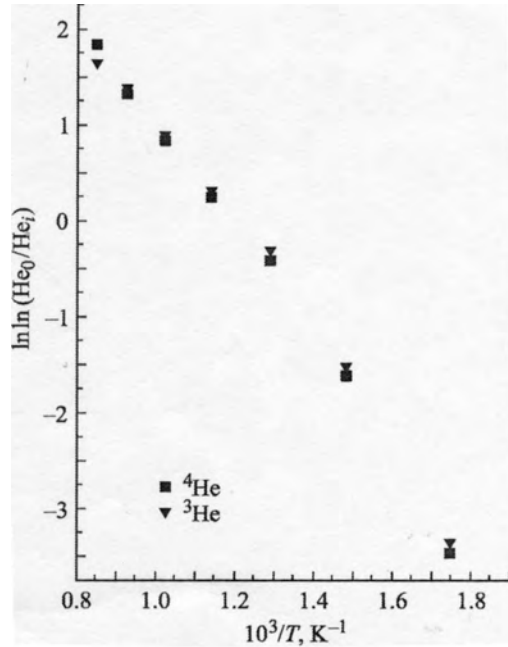


Рис. 9. Зависимость изменения концентрации изотопов гелия от величины обратной температуры образца при его ступенчатом нагреве в вакууме

применение теоретической модели, согласно которой отношение частотных факторов для диффундирующих изотопов [Маннинг, 1971] обратно пропорционально корню квадратному из отношения масс изотопов. Оба подхода к определению частотного фактора для изотопа  $^3\text{He}$  приводят к одинаковому результату. Частотный фактор легкого изотопа гелия  $^3\text{He}$  равен  $\nu_{0^3\text{He}} = 0.59 \text{ с}^{-1}$ , т. е. заметно отличается от частотного фактора для тяжелого изотопа  $^4\text{He}$ . Полученные параметры процесса диффузии позволяют рассчитать величину потерь гелия лунным грунтом в зависимости от температуры и срока хранения лунного грунта  $t$

$$\text{He}_0 = \text{He}_i \exp[\nu_0 t \exp(-E/kT_i)]. \quad (21)$$

Здесь  $T_i$  — температура хранения образца, остальные обозначения прежние. Нормированные графики изменения коэффициента сохранности  $\text{He}_i/\text{He}_0$  в логарифмическом масштабе для комнатной температуры  $+20^\circ\text{C}$  и рекомендуемой температуры хранения грунта  $-20^\circ\text{C}$  приведены на рис. 10.

Расчет показывает, что с 1982 по 2006 г., т. е. за 24 года, потери гелия при температуре хранения грунта  $+20^\circ\text{C}$  составили заметную величину  $\text{He}_i/\text{He}_0 = 2.6$ , что согласуется с экспериментальными данными, приведенными в табл. 1. Концентрация  $^4\text{He}$  в образцах за 30 лет хранения с момента доставки в 1976 г. лунного грунта уменьшилась в 3.5 раза. Сохранность гелия можно значительно повысить (рис. 10), снизив несколько температуру хранения образцов, например, до  $-20^\circ\text{C}$ . Из уравнения (20) можно получить выражение, описывающее поведение изотопного отношения гелия в зависимости от температуры  $T$  образца и срока  $t$  его хранения

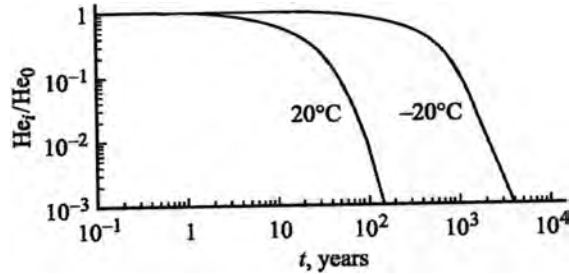


Рис. 10. Графики, иллюстрирующие сохранность изотопа  $^4\text{He}$  в образцах лунного грунта во времени в зависимости от температуры. Для изотопа  $^3\text{He}$  аналогичные графики имеют такой же вид

при данной температуре,

$$\frac{(^3\text{He}/^4\text{He})_i}{(^3\text{He}/^4\text{He})_0} = \exp \left[ -\Delta\nu t \exp \left( \frac{E}{kT} \right) \right], \quad (22)$$

где индексы  $i$  и  $0$  обозначают текущее и стартовое значения изотопного отношения,  $\Delta\nu = \nu_{0^3\text{He}} - \nu_{0^4\text{He}} = 0.08$  — разность частотных факторов изотопов гелия. Графики изменения изотопных отношений, характеризующие процесс фракционирования изотопов гелия для двух температур,  $+20$  и  $-20$  °C, приведены на рис. 11 в полу-логарифмических координатах. Они показывают наличие преимущественных потерь легкого изотопа  $^3\text{He}$  с течением времени, причем небольшое снижение температуры хранения образцов от комнатной  $+20$  до  $-20$  °C очень существенно уменьшает темп фракционирования.

Итак, впервые обнаружен эффект быстрой диффузии макроколичеств изотопов гелия из лунного грунта в условиях земного хранения. В частности, как следует из (21), один грамм исследованного лунного материала при комнатной температуре  $+20$  °C в начале хранения может терять каждую секунду около  $3 \cdot 10^9$  атомов гелия. При этом процесс потерь гелия сопровождается процессом фракционирования изотопов. При комнатной температуре потери гелия в соответствии с той же формулой (21) происходят с характерным временем  $\sim 15$  лет, по истечении которого концентрация гелия падает в 2 раза. Изотопное отношение при этом уменьшается только на  $\sim 9\%$ . Проведенное исследование посвящено малоизученному явлению скачковой диффузии

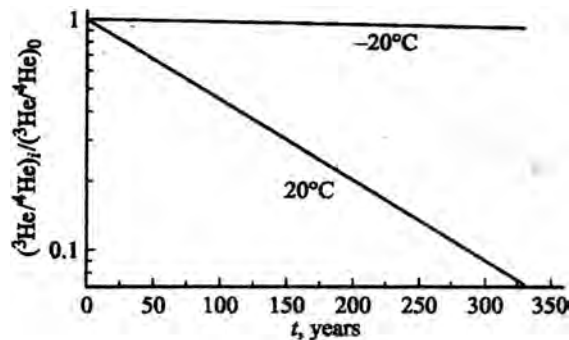
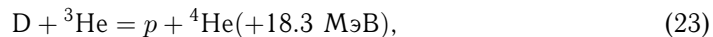


Рис. 11. Изменение фракционирования изотопов гелия в образце лунного грунта во времени при различных температурах

на примере образца лунного грунта. Полученные результаты полезны как дополнительная характеристика процесса диффузии в часто используемых в современных технологиях и методах анализа системах гелий–твердое тело.

### Энергетика и технологическая проблема гелия-3

В связи с разработкой устройств для термоядерной энергетики будущего возник значительный интерес [Wittenberg et al., 1986; Галимов, 2006; Галимов, Ануфриев, 2007] к изотопу «гелий-3» как возможному компоненту термоядерной реакции



где  $p$  — протон.

Основным достоинством реакции является то, что она не сопровождается производством нейтронов ( $n$ ) как реакция  $D + T = n + {}^4\text{He}$ , которая намечена к использованию в современных термоядерных реакторах. Реакция (23) несомненно экологически более чистая. Слабой стороной идеи использования  ${}^3\text{He}$  является более высокая температура «зажигания» реакции. Кроме того, считается, что необходимые доступные количества изотопа гелий-3 имеются только в лунном грунте. Действительно, исследования лунного грунта [Ануфриев, 2010а; Галимов, Ануфриев, 2007] показали, что имплантированный в лунный грунт солнечный ветер содержит высокую концентрацию легкого изотопа  ${}^3\text{He}$ , при соотношении изотопов  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} = 3.5 \cdot 10^{-4}$ . По оценкам [Галимов, 2006] академика Галимова Э. М. одна тонна  ${}^3\text{He}$  гарантирует выработку мощности 10 ГВт в течение года. Проведенные измерения и исследования показали также, что концентрация изотопа  ${}^3\text{He}$  на грамм породы составляет в среднем величину 5 ppb (5 частей на миллиард). Следовательно, при толщине слоя реголита на Луне в 3 метра для добычи 1 т гелия-3 нужно переработать 200 млн т грунта и, вдобавок, еще отделить легкий изотоп  ${}^3\text{He}$  от тяжелого изотопа  ${}^4\text{He}$ , содержание которого в грунте почти в 3000 раз больше. Заметим, что запасы гелия-3 на Луне составляют не менее  $1.7 \cdot 10^{14}$  т. Кроме того, при добыче лунного гелия необходимо решать достаточно затратную транспортную проблему. Однако Луна может быть не единственным источником промышленного гелия-3. Широкий цикл исследований изотопного состава гелия Земли (тысячи изотопных анализов из различных земных регионов) привел к научному открытию [Мамырин и др., 1982] гелия в мантии Земли с изотопным отношением  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} = 3.1 \cdot 10^{-5}$ .

Одновременно были проведены исследования [Ануфриев, 1980а; Ануфриев, 1981; Ануфриев, 1985; Ануфриев, 1986], направленные на установление природы мантийного гелия, обогащенного легким изотопом, по сравнению с радиогенным гелием земной коры, содержащим на порядки меньше легкого изотопа. В результате было установлено, что единственным непротиворечивым объяснением этой гелиевой аномалии является предположение о сохранности в недрах Земли реликта солнечного гелия, обогащенного легким изотопом и захваченного Землей в процессе аккреции. Расчет запасов изотопа  ${}^3\text{He}$  на Земле, сделанный на основании обобщения экспериментальных данных [Ануфриев, 1979] показывает, что мантия Земли содержит около 70 млн т гелия-3 и может служить альтернативным источником промышленного гелия-3. Гелий-3 поднимается по разломам в литосфере и земной коре [Ануфриев, 1980b; Ануфриев, Капитонов, 1985] и именно мантийному потоку [Мамырин и др., 1970] обязано его присутствие в атмосфере  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} = 1.4 \cdot 10^{-6}$  в то время как радиогенный гелий земной коры содержит очень мало [Ануфриев, Крылов, 1980] легкого изотопа:  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} \approx 2 \cdot 10^{-8}$ . Важным доказательством сохранности солнечных газов в недрах Земли явилось также обнаружение [Ануфриев, Крылов, 1980; Ануфриев и др., 1976] солнечного изотопного состава неона в газах гидротермальных ис-

точников зон современного вулканизма. Добыча лунного и мантийного гелия связана с немалыми затратами. В случае с мантийным гелием не требуется разделения грунта и гелия, так как гелий существует в потоке газов. Кроме того, снимается вопрос транспортировки гелия. Следует отметить, что большое значение могут иметь также научные перспективы исследований, сопутствующие добыче гелия-3. Возможно, они будут иметь немалый вес при принятии решений, связанных с гелиевой проблемой.

### Заключение

Исследован изотопный состав гелия в образцах колонки (интервал глубин 72–192 см) лунного грунта, доставленного автоматической станцией «Луна-24». Изотопный состав практически постоянен. Изотопное отношение  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} = 3.5 \cdot 10^{-4}$  типично для солнечно-ветрового гелия, захваченного лунным грунтом. Но величина концентрации гелия по длине колонки меняется существенно не монотонно. Например, на глубине 140 см всплеск концентрации превышает среднюю величину в 2 раза, на глубине 180 см концентрация уменьшается в полтора раза. Доверительная вероятность этих событий практически равна единице.

Для временной привязки событий предложен метод датирования лунного грунта (реголита). Метод основан на применении кинетического параметра скорости накопления реголита  $a$  и концентрации космогенных изотопов, образованных галактическими космическими лучами. Получено, что длинная колонка (~ 160 см) «Луны-24» формировалась в интервале времени ~ 150–600 млн лет назад. Исследована также короткая (~ 35 см) колонка грунта «Луна-16». Для датировки применен модифицированный вариант датирования, учитывающий малую длину колонки. Получено, что возраст колонки составляет 90 млн лет. Экспериментальные данные по концентрациям гелия двух колонок непротиворечиво объединились на общей временной шкале ~ 0–600 млн лет. Обнаружены два всплеска концентрации гелия 80 и 470 млн лет назад. Кроме того, учитывая установленную полицикличность процессов солнечной активности высказано предположение о 400-миллионлетней периодичности активности Солнца.

Предложена и разработана модель реставрации потоков гелия и протонов на основании экспериментальных данных о концентрации гелия и неона в образцах, отобранных с различных глубин колонок грунта. Рассмотрена возможная причина обнаруженных древних вариаций обилия гелия путем сопоставления с вариациями гелия в различных типах современного солнечного ветра. На основе спутниковых данных увеличение концентрации гелия в грунте вероятнее всего связано с действием солнечных потоков, вызванных выбросами корональной массы (СМЕ), обогащенных гелием. Переброшен мостик между вариациями солнечного ветра в прошлом и современной солнечной активностью. Получено, что в современную эпоху присутствует повышенная солнечная активность. Обнаруженные долговременные вариации солнечных потоков не исключают присутствия более быстрых вариаций, которые не обнаружены из-за использованного «грубого» отбора проб по 2–3 см по длине колонки. Вероятно, «быстрые» вариации могут быть обнаружены при отборе проб, например, миллиметровой толщины.

Отметим, что длительные вариации древних солнечных корпускулярных потоков могло приводить к сильным вариациям величины динамического давления на магнитосферу Земли. А это могло влиять на ее «прозрачность» по отношению к ГКЛ.

Возраст обнаруженных вариаций потока гелия сопоставлен с палеонтологическими эрами и периодами. Наиболее существенные вариации солнечного ветра приходятся на Палеозойскую эру. В настоящее время установлена только формальная гипотетическая связь. Ее возможное научное обоснование требует дальнейших ис-

следований. Однако полученные результаты позволяют продлить интервал времени, в течение которого активность Солнца в далеком прошлом может быть сопоставлена с земными свидетельствами вариаций палеоклимата.

Проанализирована возможность диффузионных потерь гелия древним реголитом *in situ* на основании использования скачкового механизма. Получены параметры диффузии и показано, что при низкой температуре глубоких слоев реголита заметные диффузионные потери гелия могут происходить при возрасте реголита  $10^9$  лет и более.

Впервые обнаружен эффект быстрой диффузии макроколичеств изотопов гелия из лунного грунта в условиях земного хранения. В частности, как следует из (21), один грамм исследованного лунного материала при комнатной температуре  $+20^\circ\text{C}$  в начале хранения может терять каждую секунду около  $3 \cdot 10^9$  атомов гелия. При этом процесс потерь гелия сопровождается процессом фракционирования изотопов. При комнатной температуре потери гелия в соответствии с той же формулой (21) происходят с характерным временем  $\sim 15$  лет, по истечении которого концентрация гелия падает в 2 раза. Изотопное отношение при этом уменьшается только на  $\sim 9\%$ . Важно отметить, что изотопы гелия как результат имплантации солнечного ветра внедряются только в тонкий приповерхностный слой лунного грунта ( $< 0.5$  мкм) и количество изотопов резко спадает по направлению к центру частиц грунта. Таким образом, наблюдаемая диффузия гелия из лунных частиц не поддерживается имеющимся градиентом его объемной концентрации. Следует отметить, что диффузия гелия, вероятнее всего, происходила одновременно с диффузией вакансий.

Прикладное значение полученных результатов может состоять также в том, что в ряде случаев ранее проведенные оценки содержания солнечного гелия в лунном реголите *in situ* на основании лабораторных измерений, не учитывающих потери, должны быть увеличены. Кроме того, можно предположить, что и другие летучие компоненты при земном хранении лунного грунта (при комнатной температуре) теряются также значительно (легкие особенно). Отсюда следует, что при новых поставках лунного грунта или другого космического материала на Землю, чтобы предотвратить потери летучих компонентов, грунт необходимо хранить при низкой температуре.

Оценены величины запасов гелия-3, как возможного компонента термоядерной реакции в будущем, на Луне и на Земле. Показано, что недра Земли содержат изотоп гелия-3 в достаточном количестве для промышленных использований.

Из перечисленных ранее проблем меньше всего продвинулось решение проблемы имплантации в грунт солнечного ветра и проблема потерь Луной солнечного водорода (протонов). Возможный подход к решению проблемы имплантации в лунный грунт солнечной плазмы предложен и рассмотрен в работах [Ануфриев и др., 2009; Ануфриев, 2014].

## Список литературы

- [Алексеев, 2004] Алексеев В. А. История обыкновенных хондритов по данным о стабильных изотопах инертных газов // *Астрономический вестник*. 2004. Т. 38. № 3. С. 225–223.
- [Ануфриев, 2014] Ануфриев Г. С. Об экспериментальном моделировании имплантации солнечно-ветрового гелия в лунный грунт // *Экспериментальная геохимия*. 2014. Т. 2. С. 14–19.
- [Ануфриев, 2013] Ануфриев Г. С. Долговременные вариации солнечных корпускулярных потоков по образцам лунного грунта // *Астрофизич. бюлл.* 2013. Т. 68. № 3. С. 371–37.
- [Ануфриев, 2012] Ануфриев Г. С. Вариации потока солнечных протонов и изотопов гелия на длительной шкале времени // *Космич. исслед.* 2012. Т. 50. № 6. С. 1–6.



- [Ануфриев, 2010а] *Ануфриев Г.С.* Поток и изотопный состав гелия древнего солнечного ветра // Космич. исслед. 2010. Т. 48. № 1. С. 539–546.
- [Ануфриев, 2010б] *Ануфриев Г.С.* Эффект скачковой диффузии изотопов гелия из образцов лунного грунта // ФТТ. 2010. Т. 52. № 10. С. 1921–1924.
- [Ануфриев, 2009] *Ануфриев Г.С.* Статическая откачка камер масс-анализаторов масс-спектрометров // Вакуумная Техника и Технология. 2009. Т. 19. № 4. С. 227–231.
- [Ануфриев, 1986] *Ануфриев Г.С.* Мантийные инертные газы. Реликты или результат фракционирования? // Космическое вещество. Киев. Наукова думка. 1986. С. 79–90.
- [Ануфриев, 1985] *Ануфриев Г.С.* Природа мантийных инертных газов // Современные данные изотопной геохимии и космохимии. Л.: Наука. 1985. С. 43–71.
- [Ануфриев, 1981] *Ануфриев Г.С.* Солнечное и космическое излучение  $4,6 \cdot 10^9$  лет назад // Изв. АН СССР. 1981. Т. 45. № 4. С. 539–546.
- [Ануфриев, 1980а] *Ануфриев Г.С.* Изотопные отношения и распространенность инертных газов в период аккреции Земли//Космохимия и метеоритика. Киев. Наукова думка. 1980. С. 54–64
- [Ануфриев, 1980б] *Ануфриев Г.С.* О закономерностях дегазации Земли // ДАН. 1980. Т. 250. № 3. 672– 675.
- [Ануфриев, 1979] *Ануфриев Г.С.* Изотопные отношения и распространенность легких инертных газов в геосферах // ДАН. 1979. Т. 249. № 5. С. 1202–1206.
- [Ануфриев, Болтенков, 2005] *Ануфриев Г.С., Болтенков Б.С.* Космическая пыль, солнечный ветер и температурно-изотопные аномалии гелия в океанических осадочных породах // ДАН. 2005. Т. 404. № 6. С. 802–805.
- [Ануфриев, Галимов, 2008] *Ануфриев Г.С., Галимов Э.М.* Потери гелия лунным грунтом // ДАН. 2008. Т. 420. № 6. С. 805–807.
- [Ануфриев, Капитонов, 1985] *Ануфриев Г.С., Капитонов И.Н.* Баланс инертных газов в земной атмосфере//Современные данные изотопной геохимии и космохимии. Л.Наука. 1985. С. 43–70.
- [Ануфриев, Крылов, 1980] *Ануфриев Г.С., Крылов А.Я.* Изотопы неона в космохимии//Космохимия метеоритов, Луны и планет. Киев. Наукова думка. 1980. С. 80–104
- [Ануфриев и др., 2009] *Ануфриев Г.С., Болтенков Б.С., Дубровский Ф.В. и др.* Моделирование процесса имплантации гелия в аналоги минералов лунного грунта // Вестник ОНЗ РАН. 2009. № 1(27). С. 1–6.
- [Ануфриев и др., 2006] *Ануфриев Г.С., Болтенков Б.С., Рябинков А.И.* Масс-спектры высокого разрешения остаточных газов в металлической вакуумной системе // ЖТФ. 2006. Т. 76. № 1. С. 105–114.
- [Ануфриев и др., 1996] *Ануфриев Г.С., Болтенков Б.С., Волков И.И., Капитонов И.Н.* Скорость роста океанических железомарганцевых конкреций по стабильным изотопам гелия и неона // Литология и полезные ископаемые. 1996. № 1. С. 3–11.
- [Ануфриев и др., 1987] *Ануфриев Г.С., Бронштейн А.М., Гудкова И.В. и др.* Магнитный резонансный масс-спектрометр с системой управления и обработки информации // Научное приборостроение. Л.: Наука. 1987. С. 101–106.
- [Ануфриев и др., 1983] *Ануфриев Г.С., Болтенков Б.С., Усачева Л.В., Капитонов И.Н.* Вариации изотопного состава инертных газов во время солнечных вспышек (по образцам лунного грунта) // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. № 9. С. 1830–1837.
- [Ануфриев и др., 1982] *Ануфриев Г.С., Болтенков Б.С., Капитонов И.Н., Усачева Л.В.* Изотопные вариации инертных газов в образцах «Луна-24» // Тез. докл. IX всесоюзного симп. по стабильным изотопам. М. ГЕОХИ. 1982. С. 42–44.
- [Ануфриев и др., 1977а] *Ануфриев Г.С., Болтенков Б.С., Гартманов В.Н. и др.* Гелий, неон и аргон в лунном грунте из Моря Изобилия // Геохимия. 1977. № 1. С. 248–255.
- [Ануфриев и др., 1977б] *Ануфриев Г.С., Гартманов В.Н., Мамырин Б.А., Павлов В.П.* Вакуумная экстракционная система с низким фоном // Приборы и Техника Эксперимента. 1977. № 1. С. 248–250.

- [Ануфриев и др., 1976] *Ануфриев Г.С., Каменский И.Л., Павлов В.П.* Аномальный изотопный состав неона в гидротермальных источниках зон современного вулканизма // ДАН. 1976. Т. 231. № 6. С. 1454–1457.
- [Бродский, 1957] *Бродский А.И.* Химия изотопов. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 596 с.
- [Виноградов, Задорожный, 1974] *Виноградов А.П., Задорожный И.К.* Инертные газы в реголите из Моря Изобилия // Лунный грунт из Моря Изобилия. М.: Наука, 1974. С. 379–386.
- [Галимов, 2006] *Галимов Э.М.* Проект «Луна-Гелий-3» // Наука в России. 2006. № 6. С. 15–23.
- [Галимов, Ануфриев, 2007] *Галимов Э.М., Ануфриев Г.С.* He-3 в лунном грунте по глубине колонки, отобранной автоматической станцией Луна-24 // ДАН. 2007. Т. 412. № 3. С. 388–390.
- [Герлинг, 1961] *Герлинг Э.К.* Современное состояние аргонового метода определения возраста и его применение в геологии. Л.: Изд-во АН СССР, 1961. 168 с.
- [Горбич, Вараксин, 1999] *Горбич Л.Г., Вараксин А.Н.* Описание миграции катионной вакансии в смешанных щелочно-галлоидных кристаллах с общим катионом // ФТТ. 1999. Т. 41. № 3. С. 431–432.
- [Жиганов, Купряжкин, 2005] *Жиганов А.Р., Купряжкин А.Я.* Зернографическая диффузия и растворимость гелия в палладии с субмикроскопической структурой // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 8. С. 63–70.
- [Задорожный, Иванов, 1980] *Задорожный И.К., Иванов А.В.* Содержание и изотопный состав инертных газов в базовых пробах реголита «Луны-24» // Лунный грунт из Моря Кризисов. М.: Наука, 1980. С. 387–394.
- [Застенкер, Зеленый, 1999] *Застенкер Г.Н., Зеленый Л.М.* Солнечные магнитные облака атакуют Землю // Земля и Вселенная. 1999. № 5. С. 46–55.
- [Клявин и др., 2005] *Клявин О.В., Мамырин Б.А., Хабарин Л.В., Чернов Ю.М.* Динамическая диффузия гелия в различные типы твердых тел при их деформации и диспергировании // ФТТ. 2005. Т. 47. № 5. С. 837–842.
- [Лунный грунт из Моря Изобилия, 1974] Лунный грунт из Моря Изобилия / Под ред. *А.П. Виноградова*. М.: Наука, 1974. 624 с.
- [Лунный грунт из Моря Кризисов, 1980] Лунный грунт из Моря Кризисов / Под ред. *В.Л. Барсукова*. М.: Наука, 1980. 360 с.
- [Мамырин и др., 1982] *Мамырин Б.А., Ануфриев Г.С., Хабарин Л.В. и др.* Открытие № 253. Закономерности распределения концентраций изотопов гелия Земли // Бюллетень изобретений. 1982. № 19. С. 3.
- [Мамырин и др., 1970] *Мамырин Б.А., Ануфриев Г.С., Каменский И.Л., Толстихин И.Н.* Изотопный состав гелия атмосферы // ДАН. 1970. Т. 195. № 1. С. 188–189.
- [Маннинг, 1971] *Маннинг Дж.* Кинетика диффузии атомов в кристаллах. М.: Мир, 1971. 358 с.
- [Морозова, Ашкинадзе, 1971] *Морозова И.М., Ашкинадзе Г.Ш.* Миграция атомов редких газов в минералах. Л.: Наука. 1971. 184 с.
- [Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 1, гл. 2] Плазменная гелиогеофизика / Под ред. *Л.М. Зеленого и И.С. Веселовского*. Т. 1. М.: Физматлит, 2008.
- [Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 1, гл. 3] Плазменная гелиогеофизика / Под ред. *Л.М. Зеленого и И.С. Веселовского*. Т. 1. М.: Физматлит, 2008.
- [Плазменная гелиогеофизика, 2008, т. 2, гл. 5] Плазменная гелиогеофизика / Под ред. *Л.М. Зеленого и И.С. Веселовского*. Т. 1. М.: Физматлит, 2008.
- [Распопов и др., 2010] *Распопов О.М., Дергачев В.А., Колстрём Т., Юнгер Х.* Солнечная активность и климатическая вариабельность во временном интервале от 10 до 250 миллионов лет назад // Геомагнетизм и Аэронавигация. 2010. Т. 50. № 2. С. 147–159.
- [Родэ и др., 1977] *Родэ О.Д., Иванов А.В., Тарасов Л.С., Корина М.И.* Общая литолого-морфологическая характеристика колонки реголита «Луны-24» // Геохимия. 1977. № 10. С. 1465–1476.

- [Степанов, 1998] *Степанов В.А.* Радиационно-стимулированная диффузия в твердых телах // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 8. С. 67–72.
- [Физика космоса, 1986] Физика космоса. Маленькая энциклопедия / Под ред. *Сюняева Р.А.* М.: Советская Энциклопедия, 1986. 784 с.
- [Френкель, 1950] *Френкель Я.И.* Введение в теорию металлов. М.: Наука, 1950. 358 с.
- [Шуколюков, Левский, 1972] *Шуколюков Ю.А., Левский Л.К.* Геохимия и космохимия изотопов благородных газов. М. Атомиздат. 1972. 336 с.
- [Barraclough et al., 2003] *Barraclough B.L., Dors E.E., Abeyta R.A. et al.* The plasma ion and electron instruments for the Genesis Mission // Space Sci. Rev. 2003. V. 105. No. 3–4. P. 627–660.
- [Eberhardt et al., 1970] *Eberhardt P., Geiss J., Graf H. et al.* Trapped solar wind noble gases, exposure age and K/Ar age in Apollo11 lunar fine material // Proc. Apollo 11 Lunar Sci. Conf. Houston. 1970. V. 2. P. 1037–1070.
- [Geiss et al., 2004] *Geiss J., Buhler F., Cerutti H. et al.* The Apollo SWC Experiment: Results, Consequences // Space Sci. Rev. 2004. V. 110. No. 3–4. P. 307–335.
- [Gloeckler et al., 1998] *Gloeckler G., Cain J., Ipavich F.M. et al.* Investigation of the composition of the solar and interstellar matter using solar wind and pickup ion measurements with SWICS and SWIMS on the ACE spacecraft // Space Sci. Rev. 1998. V. 86. No. 1–4. P. 497–539
- [Heber et al., 2009] Heber, V.S., Wieler, R., Baur, H., *et al.* Noble gas composition of the solar wind as collected by the Genesis mission// Geochim Cosmochim Acta. 2009. V. 73. No. 24. P. 7414–7432.
- [Heymann et al., 1972] *Heymann D., Yaniv A., Lakatos I.* Inert gases in twelve particles and one “dust” sample from Luna-16 // Earth & Planetary Science Letters. 1972. V. 1–3. No. 2. P. 400–406.
- [Leya et al., 2001] *Leya I., Lange H.R., Heumann S. et al.* The production of cosmogenic nuclides by galactic cosmic ray particles for  $2\pi$  exposure geometries // Meteoritics and Planet. Sci. 2001. V. 36. P. 1547–1561.
- [Marsch, 2006] *Marsch E.* Solar Wind Responses the Solar Activity Cycle // Adv. Space Res. 2006. V. 38. No. 5. P. 821–930.
- [Neugebauer et al., 2003] *Neugebauer M., Steinberg J.T., Tokar R.L. et al.* Genesis On-Board Determination of the Solar Wind Flow Regime // Space Sci. Rev. 2003. V. 105. No. 3–4. P. 661–679.
- [Reisenfeld et al., 2007] *Reisenfeld D.B., Burnett D.S., Becker R.H. et al.* Elemental Abundances of the Bulk Solar Wind: Analyses from Genesis and ACE // Space. Sci. Rev. 2007. V. 130. No. 1–4. P. 79–86.
- [Schwenn, 2006] *Schwenn R.* Solar Wind Sources and Variations over the Solar Cycle // Space Sci. Rev. 2006. V. 124. No. 1–4. P. 51–76.
- [Schwenn et al., 2006] *Schwenn R., Raymond J.C., Alexander D. et al.* Coronal Observations of CME // Space Sci. Rev. 2006. V. 123. No. 1–3. P. 127–176.
- [Wimmer-Schweingruber et al., 1999] *Wimmer-Schweingruber R.F., Gloeckler G., Ipavich F.M. et al.* On the Bulk Isotopic Composition of Magnesium and Silicon during the May 1998 CME: ACE/SWIMS // Geophys. Res. Lett. 1999. V. 26. № 2. P. 165–168.
- [Wittenberg et al., 1986] *Wittenberg L.J., Santarius J.F., Kulcinski G.L.* Lunar Source of He-3 for Commercial Fusion Power // Fusion Technol. 1986. V. 10. P. 167–178.

Научное издание

**Современные достижения в плазменной гелиогеофизике**

*Утверждено к печати  
ИКИ РАН*

Печатается соригинал-макета,  
подготовленного ВИКИ РАН

Редакторы *А. Б. Струминский, А. М. Садовский*

Формат 70×100/16.  
Усл. печ. л. 42. Уч.-изд. л. 52.

e-mail: iki@cosmos.ru, <http://www.cosmos.ru>