

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ РАН

*На правах рукописи*

КИСЛОВ Роман Анатольевич

СТАЦИОНАРНЫЕ ТОКОВЫЕ СЛОИ В ГЕЛИОСФЕРЕ

Специальность 01.03.03 — «Физика Солнца»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Научные руководители:

Малова Хельми Витальевна,  
д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник;

Хабарова Ольга Валерьевна,  
к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник

Москва — 2020

## Оглавление

<b>Введение</b> .....	4
Актуальность темы исследования.....	11
Степень разработанности темы исследования.....	14
Цели и задачи.....	14
Научная новизна.....	15
Теоретическая и практическая значимость работы.....	15
Методология и методы исследования.....	16
Положения, выносимые на защиту.....	18
Степень достоверности и апробация результатов.....	19
Публикации в рецензируемых научных журналах.....	19
Публикации в сборниках трудов и тезисов конференций.....	21
Доклады на конференциях и симпозиумах.....	24
Личный вклад автора.....	27
 <b>ГЛАВА 1 Моделирование стационарных осесимметричных</b>	
<b>течений плазмы в гелиосфере: постановка задачи и основные</b>	
<b>равнения</b> .....	29
1.1. Основные уравнения и предположения модели.....	29
1.2. Моделирование осесимметричных стационарных течений.....	38
 <b>ГЛАВА 2 Решение Задачи I.</b>	
<b>Построение модели гелиосферного плазменного слоя</b> .....	41
2.1. Основные уравнения и предположения.....	41
2.2. Определение функций, от которых зависят решения.....	49
2.3. Результаты моделирования.....	55
 <b>ГЛАВА 3 Решение Задачи II. Стационарные токовые слои</b>	
<b>солнечного происхождения в гелиосфере</b> .....	66
3.1. Количество нейтральных линий дипольного, квадрупольного, октупольного и смешанного магнитных полей Солнца.....	66

3.2. МГД-модель и выбор функций магнитного потока.....71

3.3. Результаты моделирования.....74

## **ГЛАВА 4 Решение Задачи III.**

**Модель конусообразных токовых слоёв в полярной гелиосфере.....88**

4.1. Основные уравнения и предположения.....88

4.2. Определение неизвестных функций, от которых зависят решения.....93

4.3. Результаты моделирования КТС.....96

**Заключение.....102**

**Благодарности.....104**

**Список условных обозначений.....105**

**Список литературы.....107**

**Приложение 1 .....126**

**Приложение 2.....128**

**Приложение 3.....136**

**Приложение 4.....143**

## ВВЕДЕНИЕ

Диссертация посвящена исследованию крупномасштабных стационарных токовых слоёв в солнечном ветре в рамках полуаналитического моделирования в приближении одножидкостной магнитной гидродинамики (МГД). Будут рассмотрены токовые слои, представляющие собой листообразные магнитоплазменные структуры, внутри которых имеется локальный максимум плотности тока и, как правило, происходит смена полярности одной или нескольких компонент магнитного поля [Harris 1962; Зелёный и др. 2010; Veselovsky et al. 2016]. В солнечном ветре крупномасштабные токовые слои могут формироваться на разрывах, границах высокоскоростных потоков, а также внутри них [Khabarova et al. 2016; Adhikari et al. 2019; Malandraki et al. 2019]. Однако время жизни этих структур мало по сравнению с самым известным и стабильным токовым слоем в солнечном ветре – гелиосферным токовым слоем (ГТС), разделяющим сектора межпланетного магнитного поля с направлением линий от Солнца/к Солнцу.

Солнечный ветер представляет собой сложную крупномасштабную пространственно неоднородную и изменчивую во времени плазменную систему. Имеющиеся данные наблюдений не позволяют полностью восстановить глобальную картину магнитного поля и гидродинамических параметров плазмы в гелиосфере. Поэтому основными методами получения такой картины является построение либо аналитических, либо численных моделей [Parker 1963, 1965; Hundhausen 1997; Pisanko 1997; Mikić et al. 1999; Odstrčil 2003; Измоденов 2018]. Область применимости моделей солнечного ветра обычно простирается от альфвеновской поверхности, на которой скорость солнечного ветра достигает величины альфвеновской скорости  $v_A = B / (4\pi\rho)^{1/2}$  ( $B$  – величина индукции магнитного поля,  $\rho$  – плотность плазмы), до так называемой отошедшей ударной волны (termination shock), на которой солнечный ветер тормозится из-за взаимодействия с межзвёздной средой и становится субзвуковым и субальфвеновским [Физика космоса 1986; Weber, Davis 1967; Zank et al. 2014]. Альфвеновская поверхность располагается на расстояниях от 2 до 45  $R_\odot$ , а ударная волна – на 80-100 а.е., где 1 а.е. = 215  $R_\oplus$  – радиус орбиты Земли, а  $R_\odot \approx 7 \cdot 10^{10}$  см – радиус Солнца [Levine et al. 1982; Fahr and Fichtner 1991; Katsikas et al. 2010; Belenkaya 2015; Измоденов 2018; Chhiber et al. 2019].

Условия в гелиосфере меняются на разных пространственно-временных масштабах в зависимости от вызывающих их физических процессов и источников возмущений. На масштабах порядка секунд-часов важны кинетические эффекты локального происхождения, в

том числе, турбулентность и волновые процессы [Kuznetsov, Dzhililov 2014; Malova et al. 2017; Malandraki et al. 2019]. В данной работе эти эффекты не рассматриваются. В то же время, на больших временных масштабах основные параметры плазмы плавно меняются в ходе цикла солнечной активности (цикл Швабе, примерно 11 лет) [Вандакуров 1976]. Кроме того, они подвержены изменениям с периодом 25-29 дней, соответствующим типичным временам дифференциального вращения Солнца на низких и средних широтах [Бадалян и др. 2006; Obridko et al. 2011]. Таким образом, стационарные МГД модели могут описывать гелиосферу на типичных временных масштабах от оборота Солнца до нескольких лет, различая разные фазы цикла активности как квазистационарные состояния [Usmanov 1993, 1996; Usmanov et al. 2000, 2012, 2014; Веселовский, Лукашенко 2012]. Влияние любых нестационарных потоков при таком подходе сглаживается, т.к. на удалении порядка 1 а.е. от Солнца они проходят свой собственный характерный пространственный масштаб за времена меньше одного периода обращения Солнца [Manoharan 2006; Richardson 2018].

Первые МГД модели солнечного ветра описывали осесимметричную гелиосферу с дипольным магнитным полем на Солнце [Parker 1958; Weber, Davis 1967; Pnevman, Kopp 1971]. Подобные условия могут приближённо выполняться в минимуме солнечной активности. В максимуме активности магнитное поле Солнца в целом не является осесимметричным. Тем не менее, построение осесимметричных моделей имеет смысл и вне минимума солнечной активности, поскольку нарушение осевой симметрии в основном связано с нестационарными потоками солнечного ветра, а осесимметричная модель позволяет описать невозмущённый солнечный ветер, на фоне которого эти потоки распространяются [Wang 2014; Wallace et al. 2019].

Межпланетное магнитное поле (ММП) является одной из наиболее важных физических величин, определяющих состояние солнечного ветра. Солнечное происхождение крупномасштабного ММП считается установленным фактом [Ness, Wilcox 1964]. В связи с этим ещё в 60-ые годы возник вопрос о происхождении секторов с противоположным направлением ММП и были предприняты первые попытки моделирования наблюдаемой структуры. На поверхности, разделяющей сектора, расположен протяжённый ГТС. Пересечение ГТС детектируется *in situ* как прохождение хотя бы одной из компонент ММП (преимущественно, радиальной) через ноль и резкое падение напряженности ММП [Davis 1965; Wilcox, Ness 1965; Wilcox 1968; Svalgaard, Wilcox 1975; Bruno, Burlaga 1982; Winterhalter et al. 1994; Malova et al. 2017]. ГТС считается продолжением основной нейтральной линии магнитного поля Солнца [Ness, Wilcox 1964; Antonucci, Svalgaard 1974], хотя отмечается, что проекция ГТС по радиусу на Солнце часто не совпадает с гелиомагнитным экватором

[Behannon et al. 1981], т.е. положение солнечного магнитного экватора не вполне определяет положение ГТС в солнечном ветре. Причиной изгиба поверхности ГТС могут являться: (1) наличие существенных по интенсивности недипольных составляющих магнитного поля Солнца, появляющихся в ходе цикла солнечной активности [Schultz 1973; Girish, Prabhakaran Nayar 1988; Pogorelov et al. 2009]; (2) сложная форма нейтральной линии на Солнце и эффект закручивания линий магнитного поля в солнечном ветре [Svalgaard et al. 1974; Korzhov 1977]; (3) эффекты, связанные с воздействием нестационарных потоков на ГТС непосредственно в солнечном ветре [Khabarova et al. 2015a, b; Adhikari et al. 2019].

Со временем выяснилось, что ГТС представляет собой тонкий токовый слой с толщиной несколько протонных гирорадиусов, окружённый на порядок более толстым гелиосферным плазменным слоем (ГПС), внутри которого наблюдаются множественные вторичные токовые слои и плазмиды [Winterhalter et al. 1994; Simunac et al. 2012; Khabarova et al. 2015a, b; Zharkova, Khabarova 2012; Adhikari et al. 2019]. ГПС имеет толщину в 100-1000 раз больше, чем ГТС (на орбите Земли ГТС – около  $10^3$  км, ГПС – более  $10^6$  км). Интегральный ток, протекающий через ГПС, может быть значительно больше, чем в ГТС, однако плотность тока в ГПС меньше, чем в ГТС [Winterhalter et al. 1994].

В первом приближении можно считать, что ГПС является продолжением пояса стримеров на Солнце [Smith 2001; Еселевич М.В., Еселевич В.Г. 2005, 2007]. Однако следует учитывать, что наблюдения в белом свете показывают, что сами стримеры как регулярные плазменные структуры пропадают при вытягивании в гелиосферу уже на десяти-двадцати радиусах Солнца в силу турбулизации солнечного ветра [DeForest et al. 2011, 2016, 2018], а также течений плазмы вблизи Солнца [Fleishman et al. 2016]. Предполагается, что при этом формируются вторичные токовые слои, перемежающиеся со структурами, локально образованными вследствие магнитного пересоединения на ГТС [Malova et al. 2017]. Несмотря на то, что тонкая структура ГПС и процессы образования вторичных токовых слоёв и плазмидов/магнитных островов неплохо изучены на кинетических масштабах как в наблюдательных, так и в теоретических работах, моделирование ГТС-ГПС как крупномасштабного МГД образования до сих пор не производилось. Последнее является одной из задач, поставленных и решённых в диссертационной работе (**Задача I**).

Из этой задачи логично вытекает следующая, связанная с природой формирования токовых слоёв в солнечном ветре. Возникает вопрос: ГТС – это единственный токовый слой в гелиосфере или могут быть и другие крупномасштабные устойчивые слои солнечного происхождения? Попытки моделирования ГТС исторически сводились к его упрощенному

описанию бесконечно тонким и плоским осесимметричным плазменным диском, т.е. просто разрывом, разделяющим магнитные поля противоположных полярностей [Parker 1958, 1963, 1965; Weber, Davis 1967; Alfven 1977, 1981; Nerney et al. 1995; Fisk 1996; Israelevich et al. 2001; Veselovsky et al. 2002; Schwadron, McComas 2005; Czechovski et al. 2010]. Магнитное поле Солнца при этом полагалось дипольным, т.е. соответствующим минимуму солнечной активности [Parker 1958; Pneuman, Kopp 1971], и токовый слой естественным образом получался один. Парадокс заключался в том, что ГТС считался единственным и когда магнитное поле Солнца недипольно.

Между тем, легко показать [Ландау, Лифшиц 2006], что если магнитный диполь Солнца мал на фоне квадрупольной составляющей (что типично для максимума солнечной активности), на Солнце могут быть две нейтральные линии. Следует учитывать, что более высокие мультипольные гармоники принципиально способны обеспечить большее число нейтральных линий на сфере вокруг Солнца. Эта ситуация вовсе не гипотетическая, поскольку вклад квадрупольной составляющей магнитного поля Солнца бывает настолько велик вдали от минимума солнечной активности, что им нельзя пренебречь при расчётах характеристик гелиомагнитного поля [Sanderson et al. 2003]. Действительно, наблюдения магнитных полей фотосферы твердо позволяют утверждать существование долгоживущих нейтральных линий, не ассоциирующихся с главным магнитным экватором. Возникает естественный вопрос – что происходит, когда эти нейтральные линии вытягиваются в более высокие слои Солнца? Очевидный ответ был впервые дан в работах [Schultz 1973; Levine et al. 1982]: они трансформируются в токовые слои в короне.

Идеи о дополнительных токовых слоях недипольного происхождения высказываются в последнее время достаточно часто специалистами по физике Солнца - как и теоретиками, так и наблюдателями [Kuijpers et al. 2015; Nisticò et al. 2015; Stevenson et al. 2015; Edmondson et al. 2010; Titov et al. 2012; Higginson et al. 2017]. При этом попыток обнаружить влияние мультипольных гармоник на структуру гелиосферы было не так много (см. обсуждение в [DeRosa et al. 2012; Obridko et al. 2012]). Идея о том, что ГТС может иметь коническую форму и отклоняться от экватора, высказывалась в работах [Smith et al. 1993; Smith 2001; Obridko, Shelting 2008]. [Wang et al. 2014], используя наблюдательные данные, выступил с утверждением, что ГТС может принимать форму конуса на низких широтах, практически очерчивающего низкоширотную корональную дыру. Кроме этого, отклонение ГТС от экватора теоретически изучалось как следствие общего нарушения симметрии север-юг в гелиосфере, вызываемой небольшой квадрупольной составляющей ММП [Osherovich et al. 1984, 1999].

Косвенным подтверждением возможности существования более чем одного токового слоя в гелиосфере являются результаты дистанционного наблюдения солнечного ветра, полученные с помощью анализа данных межпланетных сцинтилляций (мерцаний)<sup>1</sup>. На **Рисунке 1** показан пример трехмерной томографии межпланетного пространства, демонстрирующий разнообразные формы ГТС с помощью восстановления картин скорости солнечного ветра (однозначная связь между магнитным полем и скоростью является базовым понятием межпланетной томографии, см. [Tokumaru 2013]). Расслоение ГТС на множество слоёв обычно характерно для максимума солнечной активности, хотя не является редкостью и в другие фазы солнечного цикла. Картина межпланетной среды как на правой верхней и левой нижней панелях может наблюдаться несколько дней. Несмотря на не очень высокое разрешение восстановленных трехмерных картин солнечного ветра, общие тенденции формирования структур на них видны хорошо [Khabarova et al. 2016], поэтому можно предположить, что одновременное наличие нескольких токовых слоёв в солнечном ветре – естественное состояние, требующее отдельного изучения. Построение МГД модели токовых слоёв солнечного происхождения при учёте недипольных компонент магнитного поля Солнца является **Задачей II** диссертационной работы.

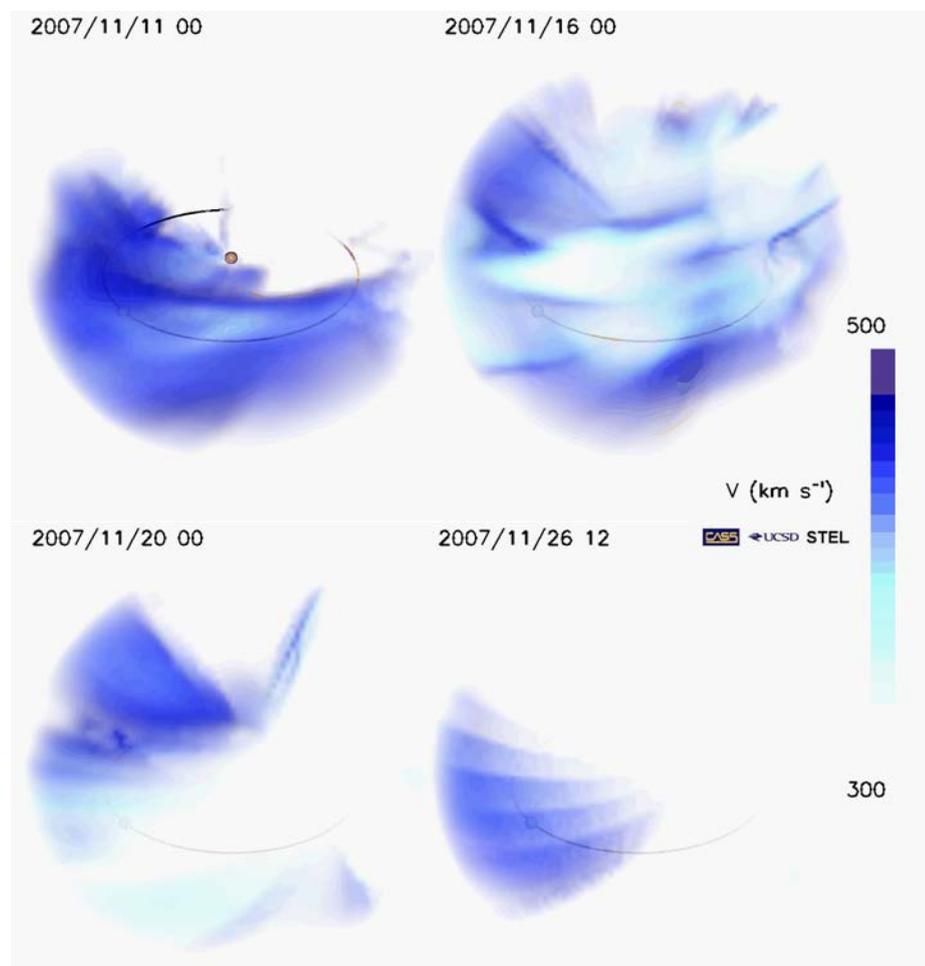
Если существование токовых слоёв помимо ГТС вдали от минимума солнечной активности выглядит с точки зрения теории естественным следствием доминирования мультиполя над диполем, то формирование ещё одного устойчивого токового слоя в минимуме трудно было предположить, если бы не наблюдения космического аппарата Ulysses выше плоскости эклиптики. **Задача III** связана с недавно обнаруженным токовым слоем цилиндрической/конической формы в среднеширотной и полярной гелиосфере [Khabarova et al. 2017] (**Рисунок 2**). Существование конических магнитных образований (сепараторов) в полярной короне, показанных на левой панели **Рисунка 2а**, было предсказано теоретически в

---

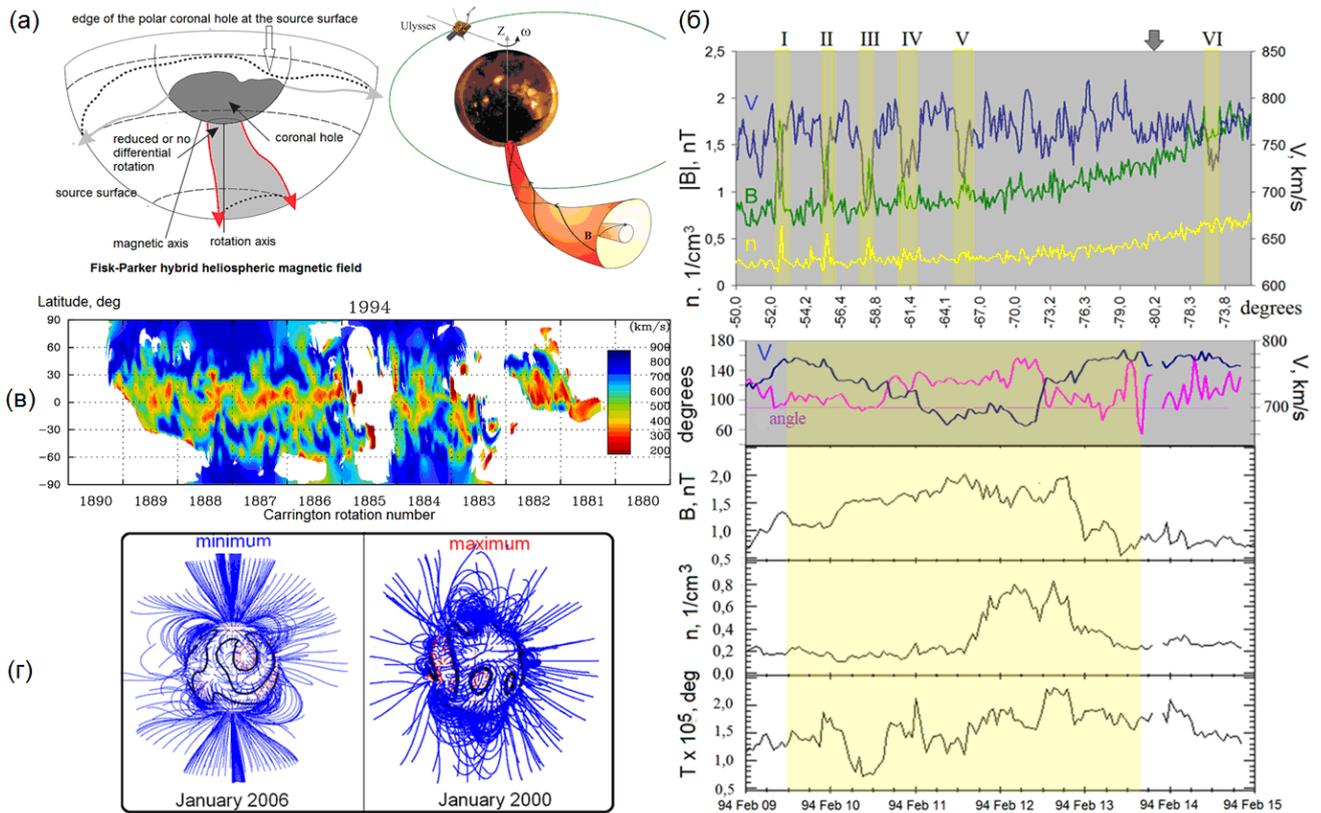
<sup>1</sup> Межпланетные мерцания проявляются как быстрые вариации радиосигнала от удалённых радиоисточников, если их заслоняют движущиеся от Солнца неоднородности солнечного ветра размером от 150 км. Метод трёхмерной томографии межпланетного пространства, т.е. визуализации потоков солнечного ветра, с помощью анализа мерцаний множественных радиообъектов был разработан [Bisi et al. 2008, 2016; Jackson et al. 2004, 2006, 2008, 2009] на базе данных наземной японской лаборатории the Solar Terrestrial Environment Laboratory (STEL) ([http://smei.ucsd.edu/new\\_smei/data&images/data&images.html](http://smei.ucsd.edu/new_smei/data&images/data&images.html)). Динамический мониторинг структуры плотности и скорости солнечного ветра (как  $\rho \times v$  магнитного поля) ведётся с шагом 3 часа с 2003г. на <https://ips.ucsd.edu/>. (см. 3D reconstructions, Remote view). Исследования межпланетных мерцаний проводятся и у нас в стране [Чашей и др. 2006; Шишов и др. 2008], но методика обработки данных не предполагает восстановление трехмерных картин в режиме мониторинга того же качества и доступности.

2008 Бюргером с соавторами в их модификации модели магнитного поля Солнца по Фиск-Паркеру [Burger et al. 2008]. Однако возможность распространения этих структур в гелиосферу и формирование токового слоя на их краях Бюргером не обсуждались.

Анализ данных *Ulysses* показал наличие повторяющихся токонесящих структур на расстояниях двух-трёх астрономических единиц. Основной токовый слой содержит вторичные токовые слои, вложенные в него по типу матрёшки (см. иллюстрацию справа на **Рисунке 2а**). Такие слои возникают в годы минимумов солнечной активности внутри корональных дыр. Они поддерживаются сильным магнитным полем, закрученным на манер торнадо, простираясь до нескольких а.е.. Аналогичные мелкомасштабные недолгоживущие магнитные торнадо были выявлены ранее на Солнце в низких широтах, но о существовании устойчивых структур много больших масштабов над полюсами не было известно.



**Рисунок 1.** Форма ГТС, наблюдаемая в разные моменты времени в течение одного месяца по трехмерным восстановленным картинам скорости солнечного ветра, также отражающим состояние нейтральных поверхностей ММП, полученная с помощью анализа межпланетных стинцилляций [Khabarova et al. 2016].



**Рисунок 2.** Полярный конический токовый слой в гелиосфере [Khabarova et al. 2017]. (а) Слева: конические магнитные структуры внутри корональных дыр, предсказанные [Burger et al. 2008]. Справа: иллюстрация множественных пересечений КТС аппаратом Ulysses. (б) Вверху - наблюдения множественных пересечений КТС в 1994г. (желтые области). Стрелка – полюс Солнца. Внизу – первое пересечение в деталях. Концентрация  $n$ , скорость  $V$ , магнитное поле  $B$ , температура  $T$ , **angle** - угол между  $V$  и  $B$ . (в) Карта скорости солнечного ветра, восстановленная по данным межпланетных сцинтилляций. В полярных областях обнаружены долгоживущие области с пониженной скоростью. (г) Примеры картины восстановленных магнитных полей в короне в минимуме и максимуме солнечной активности. Характерные конические образования видны много месяцев в минимуме солнечной активности, но пропадают в максимуме.

На верхней панели **Рисунка 2б** показано, что Ulysses пересёк структуры, характерные для конических или цилиндрических токовых слоёв много раз по мере прохождения от нижних широт к полярным и обратно с периодом, характерным для вращения Солнца на данных широтах. Внутри высокоширотных конических токовых слоев потоки плазмы медленнее, чем снаружи, наблюдается резкое падение плазменного бета  $\beta = 8\pi P / B^2$ . На нижних четырех панелях показано одно из пересечений в деталях. Виден провал скорости и вращение магнитного поля, определяемое по изменению угла между скоростью солнечного ветра  $V$

(стабильно имеющей преимущественно радиальное направление) и магнитным полем **B** (фиолетовая кривая **angle**).

Наблюдения Ulysses согласуются с появлением конусообразных областей на картинах восстановленных магнитных полей в короне (**Рисунок 2г**) и провалами в скорости солнечного ветра внутри высокоскоростных потоков из корональных дыр по наблюдениям межпланетных сцинтилляций в те же периоды (**Рисунок 2в**). Обнаружение КТС открывает новые возможности в интерпретации данных высокоширотного солнечного ветра. Например, показано, что вдоль таких магнитных торнадо туннелируют энергичные частицы, ускоренные до больших энергий (кэВ-МэВ), что частично решает проблему так называемых высокоширотных всплесков потоков энергичных частиц. Автором диссертации поставлена задача построения первой МГД-модели цилиндрического токового слоя в гелиосфере, позволяющей описать его свойства – **Задача III**.

**Актуальность темы исследования.** Диссертация посвящена аналитическому моделированию крупномасштабных стационарных токовых слоёв в гелиосфере, среди которых одним из самых известных является ГТС. Поскольку нейтральная линия на Солнце существует всегда, система ГТС-ГПС никогда не исчезает и оказывается самой стабильной и крупномасштабной токовой структурой внутри гелиосферы [Bisi et al. 2008, 2016; Jackson et al. 2004, 2006, 2008, 2009; Khabarova et al. 2015a, 2016]. Несмотря на то, что исследованиям характеристик и динамики токовых слоёв посвящено много наблюдательных и теоретических работ [Lazarian, Vishniac 1999; Erkaev et al. 2002; Malova et al. 2017; Khabarova et al. 2015a, b, 2016; Мингалёв и др. 2019; Lazarian et al. 2020], МГД моделирование токовых слоёв в гелиосфере значительно отстаёт от рассмотрения этих объектов в кинетическом приближении.

Существует ряд МГД моделей солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (см. обзор [Echim et al. 2011]). Однако в начале XXI в. ни одна модель не могла корректно предсказать величину ММП на орбите Земли [Riley 2007]. Это относится не только к вычислениям по классической работе [Parker 1958] и её обобщениям [Weber and Davis 1967; Sakurai 1985], но и к известной полуэмпирической модели WSA (по именам основных авторов, [Wang, Sheeley 1990, 1993, 1995; Wang et al. 2000; Arge, Pizzo 2000; Arge et al. 2004], часто используемой при прогнозировании космической погоды. Дальнейшее развитие полуэмпирических моделей (например, создание модели ENLIL, названной в честь шумерского бога бурь [Odstrčil 2003]) не позволило решить проблему качественного предсказания значений основных параметров солнечного ветра и ММП на орбите Земли и на больших а.е. [Jian et al. 2011, 2016; Wold 2018]. В **Приложении 1** приведены дополнительные сведения о проблемах моделирования солнечного ветра и сравнения моделей с наблюдениями. Помимо проблемы

расхождения наблюдаемых и предсказанных значений модуля ММП, существует проблема несоответствия ожидаемой и наблюдаемой зависимости ММП от гелиоцентрического расстояния, т.к. поведение радиальной компоненты ММП не подчиняется ожидаемому закону спада  $1/r^2$  [Khabarova, Obridko 2012; Хабарова 2013]. Поскольку большинство космических аппаратов проводят измерения вблизи плоскости эклиптики, отклонения от результатов моделирования могут объясняться влиянием токовых слоёв на нижних гелиоширотах. В силу вышесказанного, МГД моделирование внутренней структуры ГПС и связанных с ней явлений (**Задача I**) является актуальной задачей солнечно-земной физики.

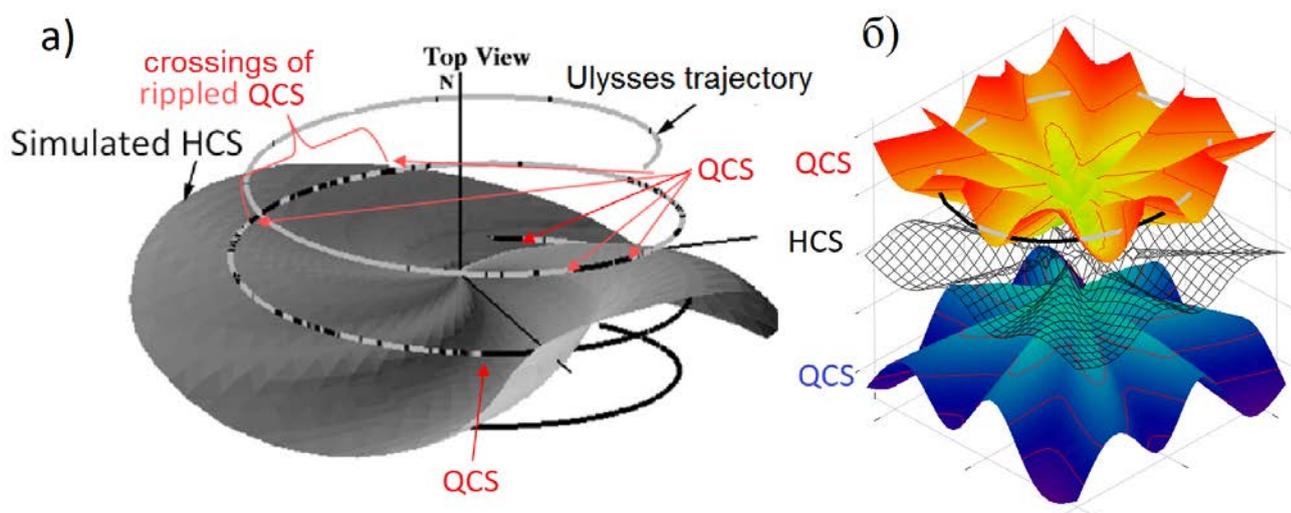
До 2015 г. МГД-моделирование структуры ГПС и ГТС как единой системы не производилось. Многие модели, которые принято считать “моделями ГТС”, в действительности просто описывают солнечный ветер с узким разрывом - нейтральной поверхностью ММП, на которой может быть пик плотности тока, по своей ширине не соответствующий ни ГТС, ни ГПС (например, [Schatten 1972; Pizzo 1994; Riley et al. 2001, 2002]). В этих работах внимание уделяется лишь положению в пространстве и форме нейтральной поверхности ГТС. В более поздних моделях [Usmanov et al. 2012; Usmanov, Goldstein 2013; Reville et al. 2015] структура ГПС и ГТС также не являлась целью исследования и была нужна лишь для задания начального условия, потому рассматривалась упрощённо.

Наблюдения фотосферных магнитных полей показывают, что помимо главного гелиомагнитного экватора, на Солнце также существуют крупномасштабные долгоживущие нейтральные линии или сепаратрисы, разделяющие поля разного направления [Ness, Wilcox 1964; Edmondson et al. 2010; Titov et al. 2012]. Обычно эти особенности интерпретируются как локальные токовые слои. Между тем, при переходе к солнечному ветру в большинстве случаев считается, крупномасштабный токовый слой всегда один, а именно, - ГТС, вытягивающийся из магнитного экватора [Antonucci, Svalgaard 1974]. Так, например, в работе [Mikić et al. 1999] был рассмотрен период времени, когда на Солнце было заведомо более одной нейтральной линии магнитного поля. Однако в модели, объясняющей наличие высокоширотных пересечений секторов ММП аппаратом Ulysses, учтён только один ГТС (см. серую часть **Рисунка 3а**). Траектория Ulysses показана на **Рисунке 3а** во вращающейся системе отсчёта, серым и чёрным цветами обозначена полярность ММП (см. детали в [Maiewski et al. 2020]). [Mikić et al. 1999] объясняли эффект множественных пересечений токовых слоёв много выше эклиптики существенной волнистостью ГТС. Однако очевидно, что складчатость ГТС в таком случае должна быть гораздо больше, если следовать интерпретации, предложенной [Mikić et al. 1999] (т.е. ГТС должен иметь складки в десятки градусов высотой и всего лишь несколько градусов шириной, что маловероятно). Кроме того, данный эффект не может быть связан с кратковременными локальными процессами, т.к. длительность зон изменённой полярности

составляет несколько суток.

Между тем, наблюдаемую картину легко объяснить, предположив наличие на средних гелиоширотах крупномасштабных токовых слоёв, вытягивающихся из неэкваториальных нейтральных линий на Солнце, как показано на **Рисунке 3б** [Kislov et al. 2019]. В этом случае не требуется значительной деформации токового слоя, чтобы получить наблюдаемые изменения полярности вдоль траектории аппарата. Очевидно, что построение и развитие моделей токовых слоёв солнечного происхождения (**Задача II**) открывает широкие возможности для интерпретации наблюдений.

Актуальность построения модели конического высокоширотного токового слоя обусловлена новизной задачи (**Задача III**). Исследование [Khabarova et al. 2017] впервые показало наличие неплоских токовых слоёв на высоких гелиоширотах. Изучение связанных с ними эффектов затруднено в связи с тем, что Ulysses был единственным аппаратом, имевшим орбиту, практически перпендикулярную плоскости эклиптики. В связи с этим необходимы теоретические исследования свойств конических токовых слоёв.



**Рисунок 3.** Токовые слои в солнечном ветре. а) Знак ММП по данным Ulysses и форма ГТС по результатам полуэмпирической модели. Пересечения складок дополнительных СТС расположены здесь выше ГТС. Адаптировано из рис. 2а, [Mikić et al. 1999]. б) Полученные автором диссертации решения, промодулированные синусами азимутального угла (случай слабозмущенного солнечного ветра). Изображены складчатые токовые слои (выше и ниже эклиптики), низкоширотный ГТС и часть витка траектории аппарата, пересекающего складки одного из слоёв. Цвет траектории соответствует знаку ММП. Адаптировано из [Maiewski et al. 2020].

Таким образом, изучение характеристик ГТС, ГПС и других крупномасштабных токовых слоёв в гелиосфере с помощью построения МГД моделей – важная для теоретической и наблюдательной физики задача, решение которой является частью общего процесса познания физики солнечного ветра и гелиосферы.

### **Степень разработанности темы исследования**

**Задача I:** Как отмечалось выше, в работах по моделированию ГТС [Schatten 1972; Pizzo 1994; Riley et al. 2001, 2002; Usmanov et al. 2012; Usmanov, Goldstein 2013; Reville et al. 2015] сама структура рассматривалась как тонкий разрыв, а её связь с ГПС ни изучалась вовсе. В модели, построенной в диссертационном исследовании, ГТС-ГПС рассматривается как взаимосвязанная система; изучаются её характеристики в пространстве; выводятся уравнения, позволяющие предсказывать поведение ключевых параметров плазмы и ММП; впервые показывается, что граница ГПС также представляет собой токовые слои.

**Задача II:** В литературе встречается некоторое количество работ, в которых построены модели гелиосферы с более чем одним крупномасштабным токовым слоем. Полный список соответствующих аналитических (не полуэмпирических) моделей: [Levine et al. 1982; Smith, Bieber 1991; Banaszekiewicz et al. 1998; Bravo, Gonzalez-Esparza 2000; Reville et al. 2015; Маевский и др. 2018b; Kislov et al. 2019; Maiewski et al. 2020]. Следует отметить, что большинство перечисленных выше моделей не являются самосогласованными. Первые самосогласованные модели, изучающие гелиосферу с несколькими крупномасштабными токовыми слоями, написаны с участием автора диссертации [Маевский и др. 2018b; Kislov et al. 2019; Maiewski et al. 2020]. При этом единственная предшествующая им самосогласованная модель [Reville et al. 2015] была нацелена на изучение потерь момента импульса Солнцем при различных геометриях его магнитного поля, описывала солнечный ветер вблизи Солнца и не рассматривала токовые слои как объект исследования. Задача о моделировании течения плазмы в короне с учётом октупольной гармоник МПС решалась ранее [Gibson et al. 1996], однако **самосогласованных** моделей солнечного ветра с учётом смешанных октупольной и других гармоник МПС ранее не было.

**Задача III:** Данная тема в применении к гелиосфере ранее никем не разрабатывалась.

**Цели и задачи.** Цель работы – развить метод магнитных потоков для несамоподобных осесимметричных течений, построить с его использованием модель осесимметричного стационарного течения, применимого к описанию солнечного ветра. На этой основе строятся самосогласованные модели крупномасштабных токовых слоёв, составляющих гелиосферную токовую цепь на низких и высоких гелиоширотах.

Работа разделена на следующие задачи, каждая из которых соответствует отдельной главе диссертации:

**Задача I:** Построить модель гелиосферного плазменного слоя с тонким гелиосферным токовым слоем внутри.

**Задача II:** Построить модель, в которой гелиосферный токовый слой – не единственный крупномасштабный долгоживущий токовый слой в гелиосфере.

**Задача III:** Построить модель полярных токовых слоёв в гелиосфере.

При решении поставленных задач удаётся описать токовые слои, составляющие различные части гелиосферной токовой цепи. Сами задачи разбиты на подзадачи, связанные с конкретным способом решения.

**Научная новизна.** Как отмечалось выше, модели системы ГТС-ГПС (**Задача I**) ранее не были рассмотрены и изучены. Впервые была построена самосогласованная модель множественных токовых слоёв солнечного происхождения в гелиосфере (**Задача II**). **Задача III**, связанная с построением модели высокоширотного конического токового слоя в гелиосфере, ранее никем не ставилась, не решалась и является абсолютно уникальной.

С использованием метода магнитных потоков получен новый класс решений для осесимметричного стационарного течения солнечного ветра и межпланетного магнитного поля. В рамках модели плотность плазмы, полоидальное альфвеновское число Маха, компоненты магнитного поля и остальные величины, которые входят в систему идеальной МГД, зависят от радиуса и от магнитного потока, чего ранее не было ни в одной модели. В предшествующих исследованиях при применении метода магнитных потоков в гелиосфере встречаются лишь зависимости от одной из указанных переменных.

**Теоретическая и практическая значимость работы.** В работе построена двумерная модель осесимметричного стационарного течения плазмы на основе метода магнитных потоков в приложении к солнечному ветру. Получен ряд результатов, касающихся числа, положения в пространстве и внутреннего строения крупномасштабных токовых слоёв в гелиосфере. Часть решений допускает наличие ранее неизвестных магнитоплазменных структур в гелиосфере. Теоретически изучено внутреннее строение гелиосферного плазменного слоя на различных гелиоцентрических расстояниях, число и положение в пространстве стационарных токовых слоёв солнечного происхождения в гелиосфере в зависимости от условий вблизи Солнца, а также изучены свойства полярных токовых слоёв.

Результаты, полученные в диссертационной работе, могут быть полезны для развития

метода магнитных потоков. Построенные модели могут использоваться в солнечно-земной физике как самостоятельно, так и в качестве основы для моделей других типов, в которых их можно использовать для описания фоновой плазмы и ММП. Примеры работ, где это уже было сделано – [Малова и др. 2016; Маевский и др. 2018a, b, c; Maiewski et al. 2020].

С токовыми слоями в гелиосфере связаны разнообразные физические процессы, такие как магнитное пересоединение, в результате которого формируются вторичные токовые слои и магнитные острова, ускоряются частицы [см. Pudovkin, Semenov 1985; Lazarian, Vishniac 1999; Khabarova et al. 2015a, 2016, Lazarian et al. 2020]. Токовые слои оказывают влияние на распространение солнечных энергичных частиц и галактических космических лучей. Вблизи оснований полярных токовых слоёв на Солнце могут образовываться магнитные вихри, двойные токовые слои и происходить ускорение частиц корональными джетами. Таким образом, знание основных характеристик токовых слоёв солнечного происхождения и их расположения в гелиосфере позволит улучшить качество интерпретации наблюдений и постановки задач для численного моделирования соответствующих динамических процессов.

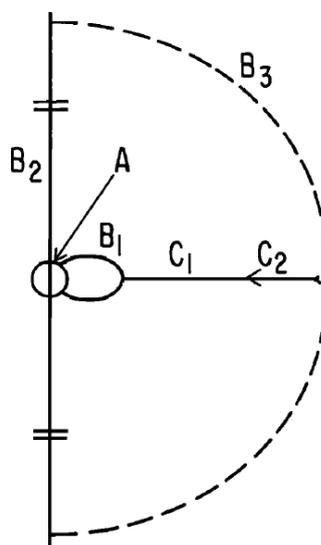
В целом, полученные результаты и построенные модели важны:

- Для понимания строения гелиосферы и её токовой системы. Результаты могут быть использованы специалистами по физике космической плазмы, Солнца, астрофизиками, специалистами по физике солнечно-земных связей и космической погоде.
- Для интерпретации наблюдений токовых слоёв на различных гелиоширотах и расстояниях от Солнца.

**Методология и методы исследования.** В работе при моделировании токовых слоёв использовался метод магнитных потоков, часто применяемый в астрофизике при описании осесимметричных стационарных течений [Бескин 2006], но малоизвестный в физике гелиосферы. Согласно данному методу, сначала вводятся в рассмотрение функции магнитного потока и потока массы. Можно показать, что всюду кроме областей, где модуль полоидальной составляющей магнитного поля равен нулю, функция потока массы является однозначной функцией магнитного потока. Далее предполагается, что большинство величин, входящих в уравнения модели, зависят от одной из функций потока и одной пространственной переменной (например, радиуса  $r$ ). Затем должны быть определены интегралы, зависящие от магнитного потока, через которые в комбинации с пространственными переменными можно в явном виде выразить производные магнитного потока. При построении моделей по **Задачам I-III**, предполагалось, что полоидальное альфвеновское число Маха и плотность плазмы зависят от магнитного потока и от  $r$ . Ранее в литературе при применении данного метода использовалось менее общее предположение о том, что течение плазмы является самоподобным, т.е. таким, что

указанные функции зависят только от магнитного потока [Solov'ev, Solov'eva 1993; Vlahakis, Tsinganos 1998; Vlahakis et al. 2000; Sauty et al. 2002].

В данной работе учитывались следующее основное соображение: ГТС может рассматриваться как часть глобальной гелиосферной токовой цепи. Идея существования такой цепи принадлежит Альфвену [Alfven 1977, 1981], который предположил, что Солнце может быть рассмотрено как униполярный индуктор, который создаёт разность потенциалов между различными линиями МП. По ним ток вытекает из полярных областей Солнца и замыкается через границы гелиосферы и через ГТС на низкие гелиошироты. В зависимости направления магнитного диполя Солнца, ток может течь и в обратном направлении (см. **Рисунок 4**). Замкнутая токовая система будет приводить к появлению дополнительного азимутального магнитного поля  $B_\phi$ , которое не связано с закручиванием силовых линий из-за вращения плазмы. Таким образом, приняв гипотезу Альфвена за основу, получаем, что азимутальное магнитное поле может отличаться в этом случае от решения Паркера [Parker 1958], особенно на высоких широтах. Точная структура гелиосферной цепи при этом зависит от движений плазмы в солнечной атмосфере, которая играет роль униполярного индуктора, а также от процессов на границе гелиосферы [Belenkaya 2015].



**Рисунок 4.** Гелиосферная токовая цепь, согласно представлениям [Alfven 1977]. Солнце действует как униполярный индуктор (A), создавая ток, текущий вдоль оси ( $B_2$ ) и возвращающийся вдоль экватора ( $C_2-C_1$ ) и линий магнитного поля  $B_1$ . Ток замыкается на больших расстояниях предположительно на границе гелиосферы ( $B_3$ ). Вблизи Солнца (точка  $C_1$ ) магнитное поле в целом радиально, вдали от Солнца (точка  $C_2$ ) в целом азимутально. В области  $B_1$  магнитное поле имеет дипольную форму. Параллельные парные штрихи символически обозначают двойные токовые слои в полярной гелиосфере.

Следует отметить, что задача о структуре гелиосферной токовой цепи до сих пор никем не решена – в первую очередь из-за нехватки наблюдательной информации о границах гелиосферы и её полярных областях. Многочисленные модели солнечного ветра [Parker 1958, 1963, 1965; Weber and Davis 1967; Alfvén 1977, 1981; Nerney et al. 1995; Fisk 1996; Israelevich et al. 2001; Veselovsky et al. 2002; Schwadron, McComas 2005; Czechovski et al. 2010] с экваториальным ГТС имеют дело лишь с линией  $C_1-C_2$  на **Рисунке 4**. В диссертационном исследовании построены модели для  $C_1-C_2$  и  $B_2$ , но нет моделей границ гелиосферы  $B_3$ , поэтому полное рассмотрение гелиосферной токовой цепи – предмет дальнейших исследований.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. В рамках метода магнитных потоков построена МГД модель для описания крупномасштабных токовых слоёв в гелиосфере; впервые получены и исследованы самосогласованные решения уравнений магнитного и плазменного равновесий для несамоподобных течений, где альфвеновское число Маха и плотность плазмы зависят как от радиального расстояния от Солнца, так и от функции магнитного потока. Развита метод магнитных потоков, часто используемый при моделировании нерелятивистских осесимметричных стационарных течений плазмы в магнитном поле при помощи уравнения Грэда-Шафранова.
2. Результаты моделирования показали, что гелиосферный плазменный слой может быть ограничен магнитными сепаратрисами, разделяющими открытые и замкнутые линии межпланетного магнитного поля; на сепаратрисах могут располагаться нейтральные поверхности магнитного поля и токовые слои. Построенная модель качественно согласуется с наблюдениями.
3. В рамках самосогласованной МГД модели показано, что наряду с гелиосферным токовым слоем возможно формирование других крупномасштабных токовых слоёв на средних и высоких гелиоширотах; впервые изучена зависимость числа и положения крупномасштабных токовых слоёв от вкладов в магнитный поток дипольной, квадрупольной и октупольной гармоник магнитного поля Солнца.
4. Построена и исследована модель крупномасштабного высокоширотного токового слоя в полярной гелиосфере внутри потока из корональной дыры. Показано, что такие слои могут иметь коническую форму, характеризуются провалом скорости на фоне окружающего быстрого солнечного ветра, а также локальным снижением плазменного бета. Модель позволила

интерпретировать результаты наблюдений космического аппарата Ulysses и описать конические токовые слои в высокоширотной гелиосфере.

**Степень достоверности и апробация результатов.** Высокая степень достоверности полученных результатов обеспечивается публикациями в реферируемых журналах, входящих в список ВАК. Из них 6 публикаций – в высокорейтинговых журналах первого квартиля (Q1). Кроме этого, достоверность результатов подтверждается использованием общепринятых методов теоретической физики и астрофизики, которые уже применялись ранее в упрощённом виде. Результаты диссертационной работы были представлены на 28 конференциях и симпозиумах, начиная с 2014 года, включая 13 международных, 5 раз доложены на семинаре ИЗМИРАН (руководитель семинара – проф. Д. Д. Соколов): сентябрь 2015, март 2017, январь 2019, два раза в ноябре 2019 (оба доклада - по материалам кандидатской диссертации). По итогам двух выступлений было получено одобрение участников семинара. В мае 2015 года состоялось выступление по следам находящейся в то время в печати работы Kislov et al., *Journal of Geophysical Research*, 2015 в ГАИШ МГУ на семинаре “Плазменная астрофизика и Физика Солнца” под руководством проф. Б. В. Сомова. В ИКИ РАН автор неоднократно докладывал свои результаты на НТС отдела Физики космической плазмы, начиная с 2013г. Ниже приведен список публикаций автора.

#### **Публикации в рецензируемых научных журналах (15 работ):**

1. Maiewski E. V., **Kislov** R. A., Khabarova O. V., Malova H. V., Popov V. Yu., Petrukovich A. A., Zelenyi L. M. Magnetohydrodynamic Modeling of the Solar Wind Key Parameters and Current Sheets in the Heliosphere: Radial and Solar Cycle Evolution // **The Astrophysical Journal**. – 2020. – Vol. 892. Issue 1. – 12. DOI: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab712c>
2. Malandraki O., Khabarova O., Bruno R., Zank G. P., Li G., Jackson B., Bisi M. M., Greco A., Pezzi O., Matthaeus W., Chasapis A. G., Servidio S., Malova H., **Kislov** R., Effenberger F., le Roux J., Chen Y., Hu Q., Engelbrecht N. E. Current sheets, magnetic islands, and associated particle acceleration in the Wind as Observed by Ulysses near the Ecliptic Plane // **The Astrophysical Journal**. – 2019. – Vol. 881. – Issue 2. DOI: [10.3847/1538-4357/ab289a](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab289a)
3. **Kislov** R.A., Khabarova O.V., Malova H.V. Quasi-stationary current sheets of the solar origin in the heliosphere // **The Astrophysical Journal**. – 2019. – Vol. 875. – Issue 1. DOI: [10.3847/1538-4357/ab0dff](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab0dff)
4. Мингалёв О. В., Хабарова О. В., Малова Х. В., Мингалёв И. В., **Кислов** Р. А., Мельник М. Н., Сецко П. В., Зелёный Л. М., Zank G. P. Моделирование Ускорения протонов в

- магнитном острове в складке гелиосферного токового слоя // **Астрономический вестник**. – 2019. – Т. 53. – N 1. – С. 34–60.
5. Маевский Е.В., **Кислов Р.А.**, Малова Х.В., Хабарова О.В., Попов В.Ю., Петрукович А.А., Зеленый Л.М. Структура солнечного ветра в гелиосфере в зависимости от фазы солнечного цикла: крупномасштабная динамика гелиосферного токового слоя // **Океанологические исследования**. – 2019. – Т. 47. – N 1. – С. 85-87.
  6. Маевский Е.В., **Кислов Р.А.**, Малова Х.В., Хабарова О.В., Попов В.Ю., Петрукович А.А. Солнечный ветер и гелиосферная токовая система в годы максимума и минимума солнечной активности // **Космические исследования**. – 2018. – Т. 56. – N 6. – С. 394–403.
  7. Маевский Е.В., **Кислов Р.А.**, Малова Х.В., Хабарова О.В., Попов В.Ю., Петрукович А.А. Моделирование магнитоплазменных структур в солнечном ветре // **Учёные записки физического факультета Московского Университета**. – 2018. – N 5. – С. 1850307.
  8. Хабарова О. В., Обридко В. Н., **Кислов Р. А.**, Малова Х. В., Бемпорад А., Зелёный Л. М., Кузнецов В. Д., Харшиладзе А. Ф. Эволюция скорости солнечного ветра с расстоянием от Солнца в зависимости от фазы цикла. Сюрпризы от Ulysses и неожиданности по данным наблюдений короны // **Физика плазмы**. – 2018. – Т. 44. N 9. – С. 752–766. DOI: 10.1134/S0367292118090068
  9. Маевский Е. В., **Кислов Р. А.**, Малова Х. В., Попов В. Ю., Петрукович А. А. Модель солнечного ветра в гелиосфере на низких и высоких широтах // **Физика плазмы**. – 2018. – Т. 44. – N 1. – С. 89–101.
  10. **Кислов Р. А.** МГД-модель высокоширотного токового слоя в гелиосфере // **Учёные записки физического факультета Московского Университета**. – 2017. – N 4. – С. 1740704.
  11. Khabarova O.V., Malova H.V., **Kislov R.A.**, Zelenyi L.M., Obridko V.N., Kharshiladze A.F., Tokumaru M., Sokół J.M., Grzedzielski S., Fujiki K. High-latitude Conic Current Sheets in the Solar Wind // **The Astrophysical Journal**. – 2017. – Vol. 836. – Issue 1. – P. 108. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/836/1/108>
  12. Veselovsky I. S., **Kislov R. A.**, Malova H. V., Khabarova O. V. The model of a collisionless current sheet in a homogeneous gravity field // **Physics of Plasmas**. – 2016. – Vol. 23. – 102902. DOI: 10.1063/1.4964774
  13. **Kislov R.A.**, Khabarova O.V., Malova H.V. A new stationary analytical model of the heliospheric current sheet and the plasma sheet // **Journal of Geophysical Research**. – 2015. – Vol. 120. – Issue 10. – Pp. 8210-8228. DOI: 10.1002/2015JA021294
  14. **Кислов Р. А.**, Малова Х. В., Васько И. Ю. Двумерная МГД-модель магнитодиска

Юпитера // **Космические исследования**. – 2015. – Т. 53. – N 5. – С. 1–14.

15. **Кислов Р. А.**, Малова Х. В., Васько И. Ю. Модель магнитодиска Юпитера // **Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика и астрономия**. – 2013. – N 1. – С. 79–83.

#### Публикации в сборниках трудов и тезисов конференций

1. Sagitov T., **Kislov R.**, Formation of current sheets and plasmoids within corotating/stream interaction regions, EGU General Assembly 2020, 4-8 May, 2020, Vienna, Austria, <https://meetingorganizer.copernicus.org/EGU2020/EGU2020-2102.html>.
  2. Maiewski E., Malova H., **Kislov R.**, Popov V., Petrukovich A. and Zelenyi L., Mechanisms of formation of multiple current sheets in the heliospheric plasma sheet, EGU General Assembly 2020, 4-8 May, 2020, Vienna, Austria, <https://meetingorganizer.copernicus.org/EGU2020/EGU2020-3945.html>.
  3. **Kislov R.**, Quasi-stationary current sheets of the solar origin in the heliosphere, EGU General Assembly 2020, 4-8 May, 2020, Vienna, Austria, <https://meetingorganizer.copernicus.org/EGU2020/EGU2020-466.html>.
  4. Маевский Е. В., Малова Х. В., **Кислов Р. А.**, Попов В. Ю., Петрукович А. А., Хабарова О. В., Зелёный Л. М., Формирование множественных токовых слоёв в гелиосферном плазменном слое, Пятнадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 10-14 февраля 2020, ИКИ РАН, Москва, Россия, <https://plasma2020.cosmos.ru/>.
  5. Хабарова О.В., Зелёный Л.М., Кузнецов В.Д., Обридко В.Н., Малова Х.В, Григоренко Е.Е., **Кислов Р.А.**, Мингалев О.В., Мингалев И.В., Попов В.Ю., Солнечный ветер в современном 3-D понимании. Иерархия масштабов и процессов. Пятнадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 10-14 февраля 2020, ИКИ РАН, Москва, Россия, <https://plasma2020.cosmos.ru/>.
  6. Хабарова О.В., Малова Х.В., **Кислов Р.А.**, Мингалёв О.В., Динамический гелиосферный токовый слой и его роль в локальном ускорении частиц в солнечном ветре, Пятнадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 10-14 февраля 2020, ИКИ РАН, Москва, Россия, <https://plasma2020.cosmos.ru/>.
  7. **Kislov R.**, What is the main source of the electric field in the heliosphere? Not solar rotation! General Assembly 2019, 7-12 April, Vienna, Austria, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019EGUGA..21..311K/abstract>.
  8. Хабарова О.В., Маландраки О.Е., Малова Х.В., **Кислов Р.А.**, Обридко В.Н., Кузнецов В.Д., Зелёный Л.М., Конические токовые слои внутри полярных корональных дыр –
-

- основные характеристики в атмосфере Солнца и в гелиосфере, Четырнадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 11-15 февраля 2019, ИКИ РАН, Москва, Россия, <https://plasma2019.cosmos.ru/>.
9. **Кислов Р.А.**, Хабарова О.В., Малова Х.В. Квазистационарные токовые слои в гелиосфере, Четырнадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 11-15 февраля 2019, ИКИ РАН, Москва, Россия, <https://plasma2019.cosmos.ru/>.
  10. **Kislov R.**, Kuznetsov V., Khabarova O., Malova H., Obridko V., MHD modelling of the high-latitude conic-like current sheets in the solar wind, Gringauz 100:Plasmas in the solar system, 13-15 June 2018, IKI RAS, Moscow, <https://gringauz100.cosmos.ru/>.
  11. Khabarova O., Cremades H., Malandraki O., Merenda L., Obridko V., **Kislov R.**, Kuznetsov V., Malova H., Kharshiladze A., Bemporad A., Polar reconnection jets and conic-like current sheets as sources of energetic particles at high heliolatitudes, Gringauz 100:Plasmas in the solar system, 13-15 June 2018, IKI RAS, Moscow, <https://gringauz100.cosmos.ru/>.
  12. **Kislov R.**, Malova H., Khabarova O., Is the heliospheric current sheet the only one equilibrium current sheet of the Heliosphere? Gringauz 100:Plasmas in the solar system, 13-15 June 2018, IKI RAS, Moscow, <https://gringauz100.cosmos.ru/>.
  13. Khabarova O., Bemporad A., Obridko V., Malandraki O., Malova H., **Kislov R.**, Kuznetsov V., Cremades H., Kharshiladze A., Merenda L. A., Sources and transport of energetic particles at high heliolatitudes, COSPAR Scientific Assembly, 14-22 July 2018, in Pasadena, California, USA, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018cosp...42E1739K/abstract>.
  14. Malova H., Maiewski E., **Kislov R.**, Popov V., Petrukovich A., Model of solar wind in the heliosphere at low and high latitudes, EGU General Assembly 2018, 4-13 April, 2018, Vienna, Austria, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018EGUGA..2016599M/abstract>.
  15. **Кислов Р. А.**, Кузнецов В. Д., Хабарова О. В., Малова Х. В., МГД-модель магнитной трубы в полярной гелиосфере, Тринадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 12-16 февраля 2018, ИКИ РАН, Москва, Россия, <https://plasma2018.cosmos.ru/>.
  16. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Bemporad A., Малова Х. В., Обридко В. Н., Интерпретация немонотонного распределения скорости солнечного ветра на больших гелиоцентрических расстояниях, Тринадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 12-16 февраля 2018, ИКИ РАН, Москва, Россия, <https://plasma2018.cosmos.ru/>.
  17. Маевский Е. В., **Кислов Р. А.**, Малова Х. В., Хабарова О. В., Попов В. Ю., Петрукович А. А., Структура солнечного ветра в гелиосфере в зависимости от солнечного цикла: динамика гелиосферного токового слоя, Тринадцатая ежегодная конференция “Физика

- плазмы в солнечной системе”, 12-16 февраля 2018, ИКИ РАН, Москва, Россия, <https://plasma2018.cosmos.ru/>.
18. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Малова Х. В., Vemprasad A., Обридко В. Н., Интерпретация локального минимума скорости низкоширотного солнечного ветра в области между 1.5 и 3 AU, XV конференция молодых учёных “Фундаментальные и прикладные космические исследования”, 11-13 апреля 2018, ИКИ РАН, Москва, Россия, <https://kmu2018.cosmos.ru/>.
19. **Кислов Р. А.**, Малова Х. В., Веселовский И. С., Попов В. Ю., Кинетическая модель токового слоя во внешнем гравитационном поле, с. 148-150, Ломоносовские чтения – 2018. Секция физики. Сборник тезисов докладов под ред. Н. Н. Сыроева, М.: Физический факультет МГУ, 2018, 272 с.
20. Маевский Е. В., **Кислов Р. А.**, Малова Х. В., Хабарова О. В., Попов В. Ю., Петрукович А. А., Моделирование магнитоплазменных структур в солнечном ветре, с. 145-147, Ломоносовские чтения – 2018. Секция физики. Сборник тезисов докладов под ред. Н. Н. Сыроева, М.: Физический факультет МГУ, 2018, 272 с.
21. Khabarova O., Mingalev O. V., Malova H. V., Mingalev I. V., **Kislov R. A.**, Melnik M. N., Setsko P. V., Zelenyi L. M., Zank G. P., MHD surface waves, fluctuations of the heliospheric current sheet and related acceleration of energetic particles in the solar wind, American Geophysical Union, Fall Meeting 2017, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017AGUFMSH41D..03K/abstract>.
22. Khabarova O., Malova H., **Kislov R.**, Zelenyi L., Obridko V., Kharshiladze A., Tokumaru M., Sokół J., Grzedzielski S., Fujiki K., Malandraki O., Polar conic current sheets as sources and channels of energetic particles in the high-latitude heliosphere, EGU General Assembly 2017, 23-28 April, 2017, Vienna, Austria, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017EGUGA..1918130K/abstract>.
23. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Малова Х. В., МГД – модель высокоширотного токового слоя в гелиосфере, Ломоносовские чтения – 2017. Секция физики, сборник докладов, М.: Физический факультет МГУ, 2017, 276 с.
24. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Малова Х. В., МГД-модель высокоширотного токового слоя в гелиосфере, Двенадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 6-10 февраля 2017, ИКИ РАН, Москва, Россия, <http://plasma2017.cosmos.ru/>.
25. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Малова Х. В., МГД – модель конического токового слоя в гелиосфере, XIV конференция молодых учёных “Фундаментальные и прикладные космические исследования”, 12-14 апреля 2017, ИКИ РАН, Москва, Россия, <http://kmu2017.cosmos.ru/>.

26. Khabarova O., **Kislov R.**, Malova H., Obridko V., A cylindrical current sheet over the South solar pole observed by Ulysses, EGU General Assembly 2016, 17-22 April, 2016, Vienna, Austria, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2016EGUGA..1818076K/abstract>.
27. Веселовский И. С., **Кислов Р. А.**, Бесстолкновительный токовый слой в однородном гравитационном поле, Одиннадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 15-19 февраля 2016, ИКИ РАН, Москва, Россия, <http://plasma2016.cosmos.ru/>.
28. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Малова Х. В., Влияние квадрупольной составляющей магнитного поля Солнца на структуру гелиосферного плазменного слоя, XIII конференция молодых учёных “Фундаментальные и прикладные космические исследования”, 13-15 апреля 2016, ИКИ РАН, Москва, Россия, <http://kmu2016.cosmos.ru/>.
29. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Малова Х. В., МГД – модель осесимметричного плазменного слоя, Десятая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 16-20 февраля 2015, ИКИ РАН, Москва, Россия, <http://plasma2015.cosmos.ru/>.
30. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Малова Х. В., МГД – модель гелиосферного плазменного слоя, XII конференция молодых учёных “Фундаментальные и прикладные космические исследования”, 13-15 апреля 2015, ИКИ РАН, Москва, Россия, <http://kmu2015.cosmos.ru/>.
31. **Kislov R.**, Khabarova O., Malova H., Analogies between Jovian magnetodisk and heliospheric current sheet, COSPAR Scientific Assembly, 2-10 August 2014, Moscow, Russia, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014cosp...40E1507K/abstract>.
32. **Кислов Р. А.**, Осесимметричная МГД – модель гелиосферного токового слоя, XI конференция молодых учёных “Фундаментальные и прикладные космические исследования”, 9-11 апреля 2014, ИКИ РАН, Москва, Россия, <http://kmu2014.cosmos.ru/>.

#### Доклады на конференциях и симпозиумах

1. **Kislov R.**, Quasi-stationary current sheets of the solar origin in the heliosphere, EGU General Assembly 2020, 4-8 May, 2020, Vienna, Austria, <https://meetingorganizer.copernicus.org/EGU2020/EGU2020-466.html>. \*
2. Маевский Е. В., Малова Х. В., **Кислов Р. А.**, Попов В. Ю., Петрукович А. А., Хабарова О. В., Зелёный Л. М., Формирование множественных токовых слоёв в гелиосферном плазменном слое, Пятнадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 10-14 февраля 2020, ИКИ РАН, Москва, Россия, <https://plasma2020.cosmos.ru/>.
3. **Kislov R. A.**, On the main sources of the stationary electric field in the heliosphere, Arcetri Workshop on Plasma Astrophysics 2019, 28-31 October, 2019, Italy, Florence.

4. **Kislov R.A.**, Khabarova O.V., Malova H.V., Quasi-stationary current sheets of the solar origin in the heliosphere. The multiple approaches to plasma physics from laboratory to astrophysics, The multiple approaches to plasma physics from laboratory to astrophysics, Международная Школа молодых ученых, Les Houches, France, May 13-24, 2019.
5. **Kislov R.**, What is the main source of the electric field in the heliosphere? Not solar rotation! General Assembly 2019, 7-12 April, Vienna, Austria, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019EGUGA..21..311K/abstract>.
6. **Кислов Р.А.**, Хабарова О.В., Малова Х.В., Квазистационарные токовые слои в гелиосфере, Четырнадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 11-15 февраля 2019, ИКИ РАН, Москва, Россия, <https://plasma2019.cosmos.ru/>.
7. **Kislov R.A.**, Khabarova O.V., Malova H.V., Large-scale stationary current sheets in the heliosphere, Arcetri Workshop on Plasma Astrophysics 2018, 22-26 October, 2018, Italy, Florence.
8. **Kislov R. A.**, Zank G. P., Transport and acceleration of charged particles determined by magnetic reconnection and contraction of small-scale magnetic islands, Solar Wind 15, Fifteenth International Solar Wind Conference, 18-22 June, 2018, Brussels, Belgium.
9. **Kislov R.**, Kuznetsov V., Khabarova O., Malova H., Obridko V., MHD modelling of the high-latitude conic-like current sheets in the solar wind, Gringauz 100:Plasmas in the solar system, 13-15 June 2018, IKI RAS, Moscow, <https://gringauz100.cosmos.ru/>.
10. **Kislov R.**, Malova H., Khabarova O., Is the heliospheric current sheet the only one equilibrium current sheet of the Heliosphere? Gringauz 100:Plasmas in the solar system, 13-15 June 2018, IKI RAS, Moscow, <https://gringauz100.cosmos.ru/>.
11. **Кислов Р. А.**, Кузнецов В. Д., Хабарова О. В., Малова Х. В., МГД-модель магнитной трубы в полярной гелиосфере, Тринадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 12-16 февраля 2018, ИКИ РАН, Москва, Россия, <https://plasma2018.cosmos.ru/>.
12. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Ветпроград А., Малова Х. В., Обридко В. Н., Интерпретация немонотонного распределения скорости солнечного ветра на больших гелиоцентрических расстояниях, Тринадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 12-16 февраля 2018, ИКИ РАН, Москва, Россия, <https://plasma2018.cosmos.ru/>.
13. Маевский Е. В., **Кислов Р. А.**, Малова Х. В., Хабарова О. В., Попов В. Ю., Петрукович А. А., Структура солнечного ветра в гелиосфере в зависимости от солнечного цикла: динамика гелиосферного токового слоя, Тринадцатая ежегодная конференция “Физика

- плазмы в солнечной системе”, 12-16 февраля 2018, ИКИ РАН, Москва, Россия, <https://plasma2018.cosmos.ru/>.
14. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Малова Х. В., Vemprasad A., Обридко В. Н., Интерпретация локального минимума скорости низкоширотного солнечного ветра в области между 1.5 и 3 AU, XV конференция молодых учёных “Фундаментальные и прикладные космические исследования”, 11-13 апреля 2018, ИКИ РАН, Москва, Россия, <https://kmu2018.cosmos.ru/>.
  15. **Kislov R.A.**, Khabarova O.V., Malova H.V., A new MHD model of the high-latitude conic-like current sheet in the solar wind, Arcetri Workshop on Plasma Astrophysics 2017, 23-27 October, 2017, Italy, Florence.
  16. **Кислов Р. А.**, Малова Х. В., Веселовский И. С., Попов В. Ю., Кинетическая модель токового слоя во внешнем гравитационном поле, Ломоносовские чтения – 2017, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия, 16-25 апреля 2018.
  17. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Малова Х. В., МГД – модель высокоширотного токового слоя в гелиосфере, Ломоносовские чтения – 2017. МГУ имени М.В. Ломоносова, Россия, 17-26 апреля 2017
  18. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Малова Х. В., МГД-модель высокоширотного токового слоя в гелиосфере, Двенадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 6-10 февраля 2017, ИКИ РАН, Москва, Россия, <http://plasma2017.cosmos.ru/>.
  19. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Малова Х. В., МГД – модель конического токового слоя в гелиосфере, XIV конференция молодых учёных “Фундаментальные и прикладные космические исследования”, 12-14 апреля 2017, ИКИ РАН, Москва, Россия, <http://kmu2017.cosmos.ru/>.
  20. **Kislov R. A.**, Malova H. V., Khabarova O. V., The heliospheric plasma sheet: analytical modeling and observations, AGU Chapman conference, Dubrovnik, Croatia, 22-27 May 2016.
  21. Веселовский И. С., **Кислов Р. А.**, Бесстолкновительный токовый слой в однородном гравитационном поле, Одиннадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 15-19 февраля 2016, ИКИ РАН, Москва, Россия, <http://plasma2016.cosmos.ru/>.
  22. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Малова Х. В., Влияние квадрупольной составляющей магнитного поля Солнца на структуру гелиосферного плазменного слоя, XIII конференция молодых учёных “Фундаментальные и прикладные космические исследования”, 13-15 апреля 2016, ИКИ РАН, Москва, Россия, <http://kmu2016.cosmos.ru/>.

23. **Kislov R.A.**, Khabarova O.V., Malova H.V., A model of the heliospheric plasma and current sheets, Conference Solar variability and its heliospheric effects, Athens, Greece, 2-6 November 2015.
24. **Kislov R.A.**, Khabarova O.V., Malova H.V., A new model of the heliospheric plasma and current sheets, International school for young astronomers “Magneto plasma processes in relativistic astrophysics” 7-11th September 2015, Tarusa, Russia.
25. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Малова Х. В., МГД – модель осесимметричного плазменного слоя, Десятая ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”, 16-20 февраля 2015, ИКИ РАН, Москва, Россия, <http://plasma2015.cosmos.ru/>.
26. **Кислов Р. А.**, Хабарова О. В., Малова Х. В., МГД – модель гелиосферного плазменного слоя, XII конференция молодых учёных “Фундаментальные и прикладные космические исследования”, 13-15 апреля 2015, ИКИ РАН, Москва, Россия, <http://kmu2015.cosmos.ru/>.
27. **Kislov R.**, Khabarova O., Malova H., Analogies between Jovian magnetodisk and heliospheric current sheet, COSPAR Scientific Assembly, 2-10 August 2014, Moscow, Russia, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014cosp...40E1507K/abstract>.
28. **Кислов Р. А.**, Ососимметричная МГД – модель гелиосферного токового слоя, XI конференция молодых учёных “Фундаментальные и прикладные космические исследования”, 9-11 апреля 2014, ИКИ РАН, Москва, Россия, <http://kmu2014.cosmos.ru/>.

**Личный вклад автора.** К теме диссертации относятся работы 1, 3, 5-11 и 13 из приведённого списка публикаций автора в рецензируемых научных журналах. Основные результаты и основные положения базируются на работах 3, 10, 11, 13. В них автору полностью принадлежит вся теоретическая часть; Кислов Р.А., Хабарова О.В. и Малова Х.В. в равной степени участвовали в постановке задач. Все наблюдательные результаты были получены О. В. Хабаровой. В настоящей диссертационной работе наблюдательные результаты из совместных работ приведены для полноты физической картины и на защиту не выносятся.

В работах 1, 5-7, 9 автор участвовал в постановке задачи, построении модели и физической интерпретации полученных результатов, но вычислительная часть была выполнена другими соавторами. Из данных работ результаты на защиту не выносятся. С частью из них в диссертации проведено сравнение.

В работе 8 автор полностью выполнил теоретическую часть.

В работе 12 автору полностью принадлежит вся теоретическая часть. Работа посвящена токовым слоям, но не применима в солнечном ветре для описания крупномасштабных токовых

слоёв. В отличие от остальных работ автора, здесь построена не МГД, а кинетическая модель токового слоя Харриса [Harris 1962] с учётом внешнего однородного гравитационного поля.

Работы 14 и 15 посвящены моделированию магнитного диска Юпитера. Работы не имеют прямого отношения к солнечному ветру, однако использованные методы моделирования являются частными случаями тех методов, которые были применены автором в более поздних работах. В работах 14, 15 автору полностью принадлежит вся теоретическая часть, также Кислов Р.А. участвовал в постановке задачи.

В работе 4 автор участвовал в выборе параметров модели и граничных условий.

В работе 2 автор выполнял вспомогательные оценки и участвовал в дискуссиях.

## ГЛАВА 1

### Моделирование стационарных осесимметричных течений плазмы в гелиосфере: постановка задачи и основные уравнения

Ниже представлены уравнения и основные предположения, на которых базируются модели гелиосферного плазменного слоя, гелиосферы с более чем одним крупномасштабным токовым слоем и высокоширотных конусообразных токовых слоёв.

#### 1.1. Основные уравнения и предположения модели

Предположим, что течение плазмы описывается системой уравнений стационарной одножидкостной идеальной МГД (например, [Морозов, Соловьёв 1974; Бисикало и др. 2013]). Перейдем в цилиндрическую систему координат  $(r, \varphi, z)$  с началом в центре Солнца, как показано на **Рисунке 5**. Также мы будем использовать в отдельных задачах и при обсуждении граничных условий сферическую систему координат  $(R, \theta, \varphi)$ , где  $\theta$  – угол между осью вращения звезды и выбранным направлением. Полярный угол  $\theta=0$  соответствует северному полюсу Солнца. Система отсчёта выбрана инерциальная, связанная с центром Солнца.

Уравнение состояния плазмы имеет вид:

$$P = nT . \quad (1)$$

Уравнение Эйлера с силой Ампера и с учётом гравитации:

$$\rho(\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{v} = -\nabla P + \frac{1}{c} [\mathbf{j}, \mathbf{B}] - \frac{G\mathcal{M}\rho}{R^3} \mathbf{r} , \quad (2)$$

где  $\mathcal{M}$  - масса Солнца ( $2 \cdot 10^{33}$  г),  $G$  – гравитационная постоянная. Уравнение вмерзженности:

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}, \mathbf{B}] = 0 . \quad (3)$$

Электрическое поле потенциально:

$$\mathbf{E} = -\nabla\Psi . \quad (4)$$

Уравнения Максвелла для магнитного поля:

$$\operatorname{rot}\mathbf{B} = \frac{4\pi\mathbf{j}}{c}, \quad (5)$$

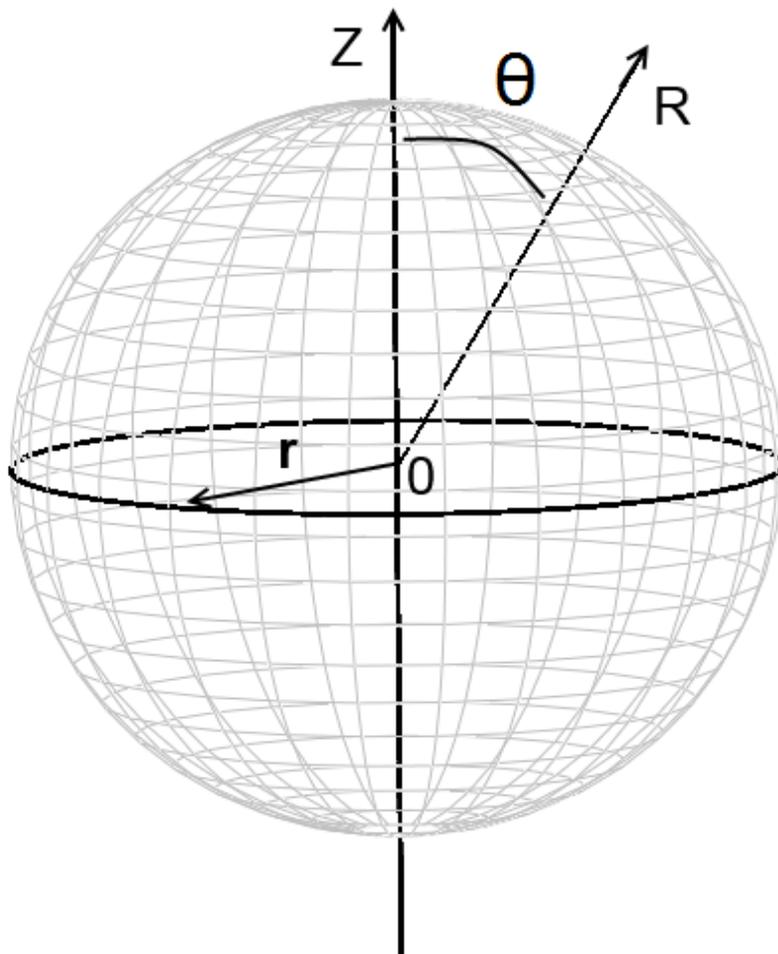
$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0. \quad (6)$$

Уравнение непрерывности:

$$\operatorname{div}(\rho\mathbf{v}) = 0. \quad (7)$$

Уравнение переноса энергии при наличии теплового потока  $\mathbf{q}$  [Бисикало и др. 2013]:

$$\rho(\mathbf{v}, \nabla) \frac{3T}{2m_p} = -\operatorname{div}(\mathbf{q}) - P\operatorname{div}(\mathbf{v}) \quad . \quad (8)$$



**Рисунок 5.** Система координат использованная при построении моделей по Задачам I-III.  $r$  – цилиндрический радиус,  $R$  – сферический радиус.  $z$  – координата вдоль оси вращения Солнца,  $\theta$  – полярный угол, отсчитывается от северного полюса по часовой стрелке. Ноль соответствует началу координат в центре Солнца.

Далее мы будем предполагать осевую симметрию и рассматривать изотермические либо адиабатические течения плазмы. Итак, перечислим основные предположения:

- Стационарная задача
- Осевая симметрия
- Справедливо уравнение вмороженности (идеальная МГД)
- Изотермическое либо адиабатическое течение солнечного ветра
- Невязкая МГД
- Одножидкостная МГД

Дадим определение магнитного потока  $\Phi$  следующим образом [Морозов, Соловьёв 1974]:

$$B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad (9)$$

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r}. \quad (10)$$

При таком определении (9, 10) автоматически выполняется уравнение (6). Введённый поток с точностью до множителя  $2\pi$  совпадает с потоком магнитного поля через поверхность, ограниченную поверхностью вращения линии полоидального магнитного поля  $\Phi = \text{const}$ . Отметим, что  $\Phi = rA_\varphi$ , где  $A_\varphi$  – азимутальная компонента векторного потенциала.

Аналогично определим поток массы  $F$ :

$$\rho v_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial z}, \quad (11)$$

$$\rho v_z = \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r}. \quad (12)$$

С учётом уравнений (11, 12) автоматически выполняется уравнение непрерывности (7).

Осевая симметрия приводит к тому, что  $E_\varphi = 0$ , поэтому из вмороженности (3) следует, что  $\mathbf{v}_p \parallel \mathbf{B}_p$  вне областей, где один из векторов равен нулю. Рассмотрим азимутальную проекцию уравнения вмороженности с учётом определений (9-12):

$$\frac{\partial F}{\partial r} \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial F}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial r} = 0. \quad (13)$$

Рассмотрим поверхность, образованную вращением линий полоидального магнитного поля вокруг оси  $z$ . На ней магнитный поток постоянен:

$$d\Phi = \frac{\partial\Phi}{\partial r} dr + \frac{\partial\Phi}{\partial z} dz = 0, \quad (14)$$

откуда

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} = -\frac{\partial\Phi}{\partial r} \frac{dr}{dz}. \quad (15)$$

Подставим (15) в (13). Получим

$$-\frac{\partial\Phi}{\partial r} \left( \frac{\partial F}{\partial r} \frac{dr}{dz} + \frac{\partial F}{\partial z} \right) = 0. \quad (16)$$

Из (16) следует, что либо  $B_z=0$ , либо  $dF=0$ . Это означает, что массовый поток есть функция магнитного:

$$F = F(\Phi). \quad (17)$$

Т.е. вещество течёт по линиям полоидального магнитного поля  $\Phi=\text{const}$ . Это другая формулировка того, что  $\mathbf{v}_p \parallel \mathbf{B}_p$ . Выкладку (13-16) можно провести так, чтобы получить условие вида  $B_r=0$  либо  $dF=0$ . Таким образом, (17) может нарушаться лишь тогда, когда полный вектор полоидального магнитного поля равен нулю. В солнечном ветре скорость, по-видимому, нигде не равна нулю вдали от Солнца (работы, где было бы показано обратное, отсутствуют), а магнитное поле по определению может быть нулевым на нейтральных поверхностях. Автору неизвестно ни одной наблюдательной работы, где было бы показано, что полный вектор магнитного поля где-то в солнечном ветре равен нулю на некоторой поверхности. Это может быть либо следствием статистической обработки данных, либо того, что все линии магнитного поля в гелиосфере имеют форму петель, начинающихся и заканчивающихся на Солнце.

Из (9-12) и (17) следует, что

$$\rho \mathbf{v}_p = \alpha \mathbf{B}_p. \quad (18)$$

В (18)  $\alpha=dF/d\Phi$  – массовая нагруженность линий магнитного поля, которая является функцией магнитного потока.

Проекция уравнения в замороженности (3) вдоль полоидального МП имеет вид:

$$-c(\mathbf{B}, \nabla)\Psi + B_r(v_\phi B_z - v_z B_\phi) + B_z(v_r B_\phi - v_\phi B_r) = 0,$$

откуда с учётом (18) следует:

$$(\mathbf{B}, \nabla)\Psi = 0. \quad (19)$$

(19) с учётом (9,10) имеет вид (13) относительно электрического потенциала и  $\Phi$ . Поэтому имеем

$$\Psi = \Psi(\Phi), \quad (20)$$

т.е. полоидальные линии МП эквипотенциальны, что является частным следствием осевой симметрии.

Проекция уравнения вмороженности (3) вдоль внешней нормали к полоидальному магнитному полю  $(B_z, 0, -B_r)$ :

$$-c\left(B_z \frac{\partial}{\partial r} - B_r \frac{\partial}{\partial z}\right)\Psi + B_z(v_\phi B_z - v_z B_\phi) - B_r(v_r B_\phi - v_\phi B_r) = 0.$$

С учётом (9-12, 18, 20) получаем:

$$v_\phi - \frac{\alpha}{\rho} B_\phi = \Omega r, \quad (21)$$

где

$$\Omega = c \frac{d\Psi}{d\Phi}. \quad (22)$$

Функция  $\Omega$  – угловая скорость изоротации Ферраро [Ferraro 1937], которая в данном случае имеет смысл угловой скорости вращения плазмы с вмороженными в неё линиями магнитного поля вблизи Солнца [Ferraro 1937; Weber, Davis 1967; Sauty, Tsinganos 1994].

С учётом (4, 9, 10, 22) электрическое поле может быть записано в форме

$$E_r = -\frac{\Omega r}{c} B_z, \quad (23)$$

$$E_z = \frac{\Omega r}{c} B_r. \quad (24)$$

Согласно (23, 24),  $\Omega$  определяет в каждой точке связь между электрическим и магнитным полем и может быть представлена как эффективная скорость вращения полоидального магнитного поля в данной точке:

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\Omega r \mathbf{e}_\varphi, \mathbf{B}_p] = 0 . \quad (25)$$

Здесь  $\mathbf{e}_\varphi$  – азимутальный направляющий единичный вектор. Действительно, как видно из (25), при переходе в систему отсчёта, которая вращается вокруг оси  $z$  с угловой скоростью  $\Omega$ , можно убрать локально электрическое поле. Представление об основаниях линий магнитного поля вблизи Солнца является частным случаем и верно лишь тогда, когда вращение Солнца как проводящей сферы в магнитном поле – единственная причина появления электрического поля на его поверхности. Действительно: если известно  $\Psi$ , вызванное другими источниками, то можно найти с помощью (22) функцию  $\Omega$ , и она не обязана быть равной угловой скорости плазмы где-либо вблизи Солнца.

Рассмотрим проекцию уравнения баланса сил (2) в азимутальном направлении:

$$\rho(\mathbf{v}, \nabla) v_\varphi + \rho \frac{v_r v_\varphi}{r} = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B}, \nabla) B_\varphi + \frac{B_r B_\varphi}{4\pi r} ,$$

откуда с учётом (18) следует уравнение относительно  $b = (4\pi\alpha v_\varphi - B_\varphi) r$  и  $\Phi$ , аналогичное (13).

Его решением является

$$4\pi\alpha v_\varphi - B_\varphi = b(\Phi) / r , \quad (26)$$

смысл функции магнитного потока  $b$  будет найден ниже. Сначала решим уравнения (21, 26) относительно азимутальных компонент полей:

$$B_\varphi = \frac{\rho}{r} \frac{b - 4\pi\alpha\Omega r^2}{4\pi\alpha^2 - \rho} , \quad (27)$$

$$v_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\alpha b - \rho\Omega r^2}{4\pi\alpha^2 - \rho} . \quad (28)$$

Введём полоидальное альфвеновское число Маха  $M$ . Обратим внимание, что  $\alpha^2 = \rho^2 v_p^2 / B_p^2$  из (18). Тогда

$$M^2 = \frac{v_p^2}{v_a^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{\rho} = \frac{\rho_a}{\rho} . \quad (29)$$

$v_a = \frac{B_p}{\sqrt{4\pi\rho}}$  - определение полоидальной альфвеновской скорости. Альфвеновская поверхность в данной работе – область пространства, где  $M = 1$ .  $\rho_a$  – плотность плазмы на альфвеновской поверхности, которая может зависеть от положения точки выхода линии магнитного поля с альфвеновской поверхности. Иными словами,  $\rho_a$  – функция магнитного потока. С учётом определения  $\rho_a$ , становится ясен смысл массовой нагруженности  $\alpha$  (см. [Sauty, Tsinganos 1994]):

$$\alpha = \sqrt{\frac{\rho_a}{4\pi}}. \quad (30)$$

Из (27, 28, 29) видно, что при  $M = 1$  возможны нули в знаменателях (27, 28). Чтобы эту проблему преодолеть, можно либо рассматривать решения вдали от альфвеновской поверхности, либо наложить условия регуляризации на функции потока, входящие в (27, 28). Необходимое условие регуляризации при сохранении вида выражений (27, 28) – обнуление при  $M = 1$  числителей (27, 28) (Weber, Davis 1967 – одномерный случай). Легко проверить, что из (27-29) при  $M=1$  будут следовать одинаковые ограничения на функции  $b$ ,  $\alpha$ ,  $\Omega$ . Поэтому условия, найденные из (27, 29) и (28, 29), друг другу не противоречат. С учётом (30) условие регуляризации будет иметь вид

$$b = \sqrt{4\pi\rho_a}\Omega r_a^2, \quad (31)$$

$r_a$  – радиус альфвеновской поверхности. Т.к. альфвеновская поверхность не обязательно цилиндрическая, то  $r_a$  для каждой линии магнитного поля разный, т.е. зависит от магнитного потока  $\Phi$ . Из (31) становится ясен смысл функции  $b$ . Она пропорциональна корню из плотности кинетической энергии плазмы на альфвеновской поверхности, вращающейся с частотой  $\Omega$  [Weber, Davis 1967; Sauty, Tsinganos 1994]. С помощью (30) и (31) можно переписать (27) и (28) в виде

$$B_\varphi = \frac{1}{r} \sqrt{4\pi\rho_a} \Omega \frac{r_a^2 - r^2}{M^2 - 1}, \quad (32)$$

$$v_\varphi = \Omega r \frac{M^2 \frac{r_a^2}{r^2} - 1}{M^2 - 1}. \quad (33)$$

Уравнения (32, 33) удобны для исследования в том случае, если делаются предположения относительно числа Маха или изучается поведение решений вблизи альфвеновской поверхности [Sauty, Tsinganos 1994; Vlahakis, Tsinganos 1998; Vlahakis et al. 2000; Sauty et al.

2002; Sauty et al. 2005]. Из (32, 33) также видно, что условие (31) недостаточно для регуляризации решений, потому что это условия равенства нулю числителей в (32, 33), однако, в случае одновременного равенства нулю знаменателя, (32) или (33) могут не сходиться к конечному ненулевому значению. Конечные значения  $v_\varphi$  и  $B_\varphi$  требуют дополнительных соотношений между  $M$  и  $r$ ,  $r_a$ . Каких именно – зависит от модели, здесь выводятся лишь основные уравнения. В данном исследовании альфвеновская поверхность не пересекается. Отметим, что в популярных моделях, таких как [Weber, Davis 1967; Sauty, Tsinganos 1994; Sauty et al. 2005], необходимость дополнительной регуляризации не была указана. Она обсуждалась в работах [Bogovalov 1994, 1996; Tsinganos et al. 1996; Vlahakis et al. 2000].

Рассмотрим радиальную и вертикальную проекции уравнения Эйлера (2):

$$\rho(\mathbf{v}, \nabla)v_r - \rho \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{\partial}{\partial r} \left( P + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B}, \nabla) B_r - \frac{B_\varphi^2}{4\pi r} - \frac{G\mathcal{M}\rho}{R^3} r, \quad (34)$$

$$\rho(\mathbf{v}, \nabla)v_z = -\frac{\partial}{\partial z} \left( P + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B}, \nabla) B_z - \frac{G\mathcal{M}\rho}{R^3} z. \quad (35)$$

Сделаем проекцию уравнений (34, 35) вдоль линий полоидального магнитного поля:

$$B_r \rho(\mathbf{v}, \nabla)v_r + B_z \rho(\mathbf{v}, \nabla)v_z = -(\mathbf{B}, \nabla) \left( P + \frac{B_\varphi^2}{8\pi} \right) + B_r \left( \rho \frac{v_\varphi^2}{r} - \frac{B_\varphi^2}{4\pi r} \right) - \frac{G\mathcal{M}\rho}{R^3} (\mathbf{B}, \mathbf{R}). \quad (36)$$

С помощью (18) уравнение (36) может быть приведено к виду

$$\rho(\mathbf{B}, \nabla) \frac{v_p^2}{2} + (\mathbf{B}, \nabla) \left( P + \frac{B_\varphi^2}{8\pi} \right) = B_r \left( \rho \frac{v_\varphi^2}{r} - \frac{B_\varphi^2}{4\pi r} \right) - \frac{G\mathcal{M}\rho}{R^3} (\mathbf{B}, \mathbf{R}). \quad (37)$$

С использованием альфвеновского числа Маха выражение (37) может быть записано как

$$(\mathbf{B}, \nabla) \left( M^4 \frac{B_p^2}{8\pi} \right) + M^2 (\mathbf{B}, \nabla) \left( P + \frac{\rho_a \Omega^2 r^2}{2} \left( \frac{r_a^2}{r^2} - 1 \right)^2 \right) = B_r \left( \frac{\rho_a \Omega^2 r^2}{(M^2 - 1)} \left( M^2 \frac{r_a^4}{r^4} - 1 \right) \right) - \frac{G\mathcal{M}\rho_a}{R^3} (\mathbf{B}, \mathbf{R}) \quad (38)$$

Уравнение (38) может быть удобно для использования вблизи альфвеновской поверхности так же, как и (32, 33), но за счёт меньшего числа переменных (38) удобнее для оценок по порядку величины. Отметим, что в гипотетическом случае постоянной плотности уравнение (37) сводится к уравнению Бернулли вдоль линий магнитного поля.

Уравнение (35) также можно переписать с помощью полоидального альфвеновского числа Маха:

$$(\mathbf{B}, \nabla) \left( (M^2 - 1) B_z \right) + 4\pi \frac{\partial}{\partial z} \left( P + \frac{B_p^2}{8\pi} + \frac{\rho_a \Omega^2 r^2}{2} \left( \frac{\frac{r_a^2}{r^2} - 1}{M^2 - 1} \right)^2 \right) + 4\pi \frac{G\mathcal{M}\rho_a}{R^3 M^2} z = 0 \quad (39)$$

Выражения (1, 5, 8, 9-12, 17, 20-24, 26, 35, 37) являются базовыми для поиска  $E$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{j}$ ,  $n$ ,  $P$ ,  $T$ ,  $\Phi$ ,  $F$ ,  $\Psi$ . В них входят функции магнитного потока  $\alpha$ ,  $\Omega$ ,  $b$ , которые должны быть заданы заранее. Вместо  $\alpha$  и  $\Omega$  можно считать известными  $F$  и  $\Psi$ , соответственно, т.к. они однозначно связаны. Часть выражений, упомянутых выше, содержит уже готовые решения в общем виде (например, (17)), другие являются алгебраическими или дифференциальными уравнениями. В следующих главах они будут решены с помощью дополнительных предположений аналитически относительно  $r$  и  $\Phi$ .

Общий метод решения уравнений модели следующий:

1. Переход от переменных  $(r, z)$  к переменным  $(r, \Phi)$ .
2. Уравнения модели могут быть упрощены при помощи дополнительных предположений.
3. В найденных аналитических решениях делается обратная замена переменных при помощи (9) и (18)<sup>3</sup>:

$$z(r, \Phi) = z_0(r) + \frac{1}{r} \int_{\Phi}^{\Phi_0(r)} \frac{\alpha(\Phi')}{\rho(r, \Phi') v_r(r, \Phi')} d\Phi' = z_0(r) + \frac{1}{r} \int_{\mathcal{G}(\Phi)}^{\mathcal{G}_0(r)} \frac{\alpha(\theta)}{\rho(r, \theta) v_r(r, \theta)} d\theta \quad (40)$$

В (40)  $\Phi_0(r)$  – заранее заданный магнитный поток вдоль поверхности  $z_0(r)$ ,  $z_0(r)=0$  соответствует экватору,  $\Phi_b(\theta)$  – магнитный поток на граничной поверхности. Угол  $\theta$  – полярный угол, на котором данная линия магнитного поля (соответствующая фиксированному  $\Phi$ ) пересекла граничную поверхность. Функция  $\mathcal{G}(\Phi)$  является обратной к  $\Phi_b(\theta)$ . Здесь и далее будем называть её магнитным полярным углом. Каждому магнитному углу  $\mathcal{G}(\Phi)$  соответствует магнитная широта  $\pi/2 - \mathcal{G}(\Phi)$ , т.е. функция  $\Phi_b$  зависит от магнитной широты.  $\mathcal{G}_0(r)$  описывает, с какого полярного угла пришла линия магнитного поля, которая на данном  $r$  пересекла поверхность  $z_0(r)$ .

Переход от магнитного потока к магнитному полярному углу иногда может быть выгоден. Действительно, имеются две проблемы при использовании магнитного потока: 1) ожидаемая

<sup>3</sup> Следует отметить, что (17) и (18) эквивалентны, поэтому в список базовых уравнений их одновременно заносить не следует.

зависимость  $\Phi$  от  $z$  не обязана быть монотонной, 2) на нейтральных поверхностях МП решения вида (17) могут быть неприменимы. Немонотонность по  $z$  магнитного потока возникает тогда, когда немонотонна функция  $\Phi_b(\theta)$ . Другим способом она появиться в осесимметричной задаче не может потому, что иначе линии магнитного поля пересекутся. Также формула (40) без второго равенства описывает однозначную связь  $z$  и  $\Phi$ . Это означает, что есть риск потерять одну из ветвей решения. Использование магнитного угла позволяет этого избежать. Причина – очевидна: т.к. линии МП не могут пересекаться, зависимость  $z$  от  $\vartheta$  (а) монотонна и (б)  $\vartheta$  выступает в роли параметра. Таким образом, ограничения на форму зависимости  $\Phi$  от  $z$  пропадают. Итак, первая проблема решена.

Вторая проблема касается только узкой области вокруг тонкого токового слоя. Для описания его структуры идеальной МГД недостаточно [Malova et al. 2017]. На нейтральной поверхности могут быть скачки в функциях магнитного потока за счёт влияния неучтённого тонкого токового слоя. Они существенны, когда есть линии ММП, пересекающие поверхность. В противоположном случае через неё возможен непрерывный переход. В развиваемых ниже моделях приведены примеры, когда скачки есть (глава 2) и когда их нет (главы 3, 4). Тонкая структура тонкого слоя при этом не рассматривается.

Последнее важное замечание: поскольку базовые уравнения не содержат дополнительных упрощений кроме осевой симметрии, они пригодны для описания стационарного солнечного ветра на любых широтах и на расстояниях от областей внутри короны до границ гелиосферы. Вблизи фотосферы могут быть важны столкновения между частицами и связанные с ними эффекты вязкости и конечной проводимости [Вандакуров 1976]. Вблизи границ гелиосферы существенно влияние межзвёздной среды [Richardson et al. 2019; Burlaga et al. 2019]. Эти области находятся за рамками применимости уравнений.

## 1.2. Моделирование осесимметричных стационарных течений

Модели, построенные в рамках решения **Задач I-III**, относятся к классу моделей осесимметричных стационарных течений, которые часто применяются в астрофизике при описании аккреции, джетов, магнитосфер звёзд (включая пульсары и, с релятивистскими обобщениями, чёрные дыры) [Бескин 1997, 2006]. В качестве примера можно привести первые модели солнечного ветра и их обобщения [Weber, Davis 1967; Sakurai 1985; Sauty, Tsinganos 1994; Sauty et al. 2005]. Общие свойства осесимметричных стационарных течений описаны в книге [Бескин 1997, 2006]. При их моделировании традиционно используются магнитный и

массовый потоки (9-12), уравнения (17-20), включающие функцию  $\alpha$ , угловая скорость изоротации Ферраро (21, 22), выражение (26), в котором  $b(\Phi)$  является массовой плотностью момента импульса, интеграл Бернулли [Бескин 1997, 2006; Sauty, Tsinganos 1994]:

$$E_B = \Gamma + \frac{v^2}{2} - \frac{\Omega B_\phi r}{4\pi\alpha} - \frac{GM}{R}, \quad (41)$$

где  $\Gamma$  – массовая плотность энтальпии. В диссертации вместо интеграла Бернулли использовано выражение (37). При прочих равных условиях уравнения (37) или (41) необходимы для того, чтобы число уравнений модели равнялось числу неизвестных. При корректном построении модели не играет роли, использовать ли (37), или (41). В дальнейшем будут сделаны предположения, из-за которых в (37) или (41) останется только квадрат скорости солнечного ветра, поэтому выбор между (37) или (41) влияет лишь на форму изложения.

В литературе вместо уравнения (35) обычно выписывается более сложное уравнение Грэда-Шафранова в следующем виде для адиабатического течения [Соловьёв 1963; Neuvaeerts, Norman 1989]:

$$\frac{1}{4\rho} \left( \nabla \cdot \frac{1-M^2}{r^2} \nabla \right) \Phi + \frac{dE_B}{d\Phi} + \frac{\Omega r^2 - b/\alpha}{1-M^2} \frac{d\Omega}{d\Phi} + \frac{1}{r^2} \frac{M^2 b/\alpha - \Omega r^2}{1-M^2} \frac{d(b/\alpha)}{d\Phi} + \left( 2E_B + \frac{1}{r^2} \frac{\Omega^2 r^4 - 2\Omega b r^2/\alpha + M^2 b^2/\alpha^2}{1-M^2} \right) \frac{d\alpha/d\Phi}{\alpha} - \frac{T}{m_p} \frac{dS}{d\Phi} = 0 \quad (42)$$

где  $S$  – энтропия.

Выражение (42) удобно тем, что магнитный поток  $\Phi$  – единственная неизвестная в нём функция (все функции магнитного потока можно задать с помощью граничных условий), и его решение сразу даёт зависимость  $\Phi$  от координат. Недостаток уравнения (42) – его сложность, которая сохранится после предположений в последующих главах диссертации. Поэтому уравнения моделей не будут сводиться к виду (42). После дополнительных предположений они будут решены аналитически в переменных  $r$ ,  $\Phi$ . Магнитный поток как функция координат может быть найден с помощью (40) на последнем этапе вычислений.

Таким образом, приведённые в диссертации модели используют известный в астрофизике метод магнитных потоков, применённый к плазме солнечного ветра. При этом построение конкретных решений при заданных граничных условиях является сложной задачей даже при численном счёте, поскольку возникает проблема пересечения особых поверхностей. Аналитически уравнение (42) нельзя решить без дополнительных предположений. В диссертационном исследовании граничная поверхность выбирается достаточно далеко от Солнца, что позволяет считать солнечный ветер сверхальфвеновским и сверхзвуковым (см. следующие главы).

Число граничных условий, необходимое для решения системы уравнений есть

$$N = 2 + i_1 - i_2 ,$$

где  $i_1$  – число инвариантов (функций потока) и  $i_2$  – число особых поверхностей, которые пересекаются линиями магнитного поля [Бескин 1997]. В данном случае таких независимых инвариантов пять:  $\alpha$ ,  $\Omega$ ,  $b$ ,  $E_B$  (в дальнейшем  $U$ ) и одна термодинамическая функция – температура или энтропия (в зависимости от предположений). Особые поверхности не пересекаются. Таким образом, в моделях необходимо задать 7 граничных условий (ГУ). В качестве ГУ будут задаваться функции, требующиеся для вычисления инвариантов на граничной поверхности и ещё два граничных условия – плотность плазмы при  $z=0$  и магнитный поток при  $z=0$ , необходимые для вычисления (40) и плотности плазмы в любой точке.

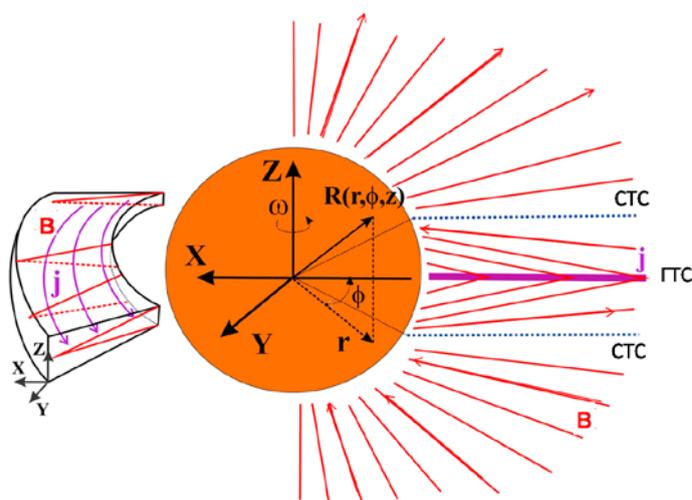
Решение уравнения (42) осложнено тем, что альфвеновское число Маха может зависеть не только от магнитного потока, но и от радиуса. Обычно в астрофизических приложениях рассматриваются так называемые самоподобные течения, в которых  $M$  зависит только от  $\Phi$  [Solov'ev, Solov'eva 1993; Vlahakis, Tsinganos 1998; Vlahakis et al. 2000; Sauty et al. 2002]. Как следствие (29), в них плотность также является функцией только  $\Phi$ .

В гелиосфере такие решения неприменимы, т.к. плотность плазмы вблизи Солнца на любых широтах много больше, чем, например, на сфере радиусом 1 а.е. Следует отметить работу [Sauty et al. 2005], в которой в двумерной задаче, применимой к описанию солнечного ветра, рассматривается случай альфвеновского числа Маха, зависящего от радиуса. Однако, при этом предполагается, что оно не зависит от магнитного потока. Целями модели Sauty и соавторов являлись изучение трансформации джетов в звёздный ветер и корректное пересечение особых поверхностей. В гелиосфере же плотность плазмы зависит от гелиошироты, поэтому зависимость только от радиуса не вполне подходит для её моделирования (например, [Wang et al. 2014; Reville et al. 2015; Khabarova et al. 2017]). В диссертационном исследовании плотность и, как следствие, альфвеновское число Маха, зависят как от радиуса, так и от магнитного потока. Таким образом, представленные ниже модели уникальны в своём классе.

## ГЛАВА 2

### Решение Задачи I. Построение модели гелиосферного плазменного слоя

В этой главе описано построение модели ГПС, применимой в гелиосфере на расстояниях от  $20 R_{\odot}$ . Здесь ГПС рассматривается в экваториальном приближении как тонкий магнитный диск, в центре которого расположен ГТС. Строение ГПС является предметом исследования, в то время как тонкая структура ГТС рассматриваться не будет в силу неприменимости модели на кинетических масштабах. На **Рисунке 6** изображён осесимметричный ГПС в меридиональном сечении. Красным обозначены линии магнитного поля, стрелки указывают его направление. Сиреневым выделен тонкий ГТС. Модель не описывает его структуру, однако позволяет при заданных граничных условиях оценить протекающий через ГТС ток. Синими пунктирами обозначены сепаратрисы, разделяющие области открытых и замкнутых линий (замкнутыми называются линии ММП, пересекающие ГТС). Ниже будет показано, что на сепаратрисах меняется полярность и расположены сепаратрисные токовые слои.



**Рисунок 6.** Схематическое изображение структуры ГПС и система координат. Меридиональное сечение. Из работы [Kislov et al. 2015].

#### 2.1. Основные уравнения и предположения

Исходные уравнения модели выписаны в **Главе 1**. Для построения аналитического решения делаются следующие предположения:

1. Силой тяжести можно пренебречь.

2. Толщина ГПС много меньше его радиуса в областях моделирования.
3. Течение плазмы изотермическое.
4. Солнечный ветер – сверхтепловой и сверхальфвеновский.
5. В области ГТС линии магнитного поля могут замыкаться (см. **Приложение 2**).
6. Учитывается эффект униполярной генерации тока по [Ландау, Лифшиц 1982] на Солнце.

Рассмотрим проекции уравнения плазменного равновесия (37) и (35) из предыдущей главы:

$$\rho(\mathbf{B}, \nabla) \frac{v_p^2}{2} + (\mathbf{B}, \nabla) \left( P + \frac{B_\varphi^2}{8\pi} \right) = B_r \left( \rho \frac{v_\varphi^2}{r} - \frac{B_\varphi^2}{4\pi r} \right) - \frac{G\mathcal{M}\rho}{R^3} (\mathbf{B}, \mathbf{R}), \quad (37)$$

$$\rho(\mathbf{v}, \nabla) v_z = -\frac{\partial}{\partial z} \left( P + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B}, \nabla) B_z - \frac{G\mathcal{M}\rho}{R^3} z. \quad (35)$$

Оценим по порядку величины вклад различных слагаемых в (35) и (37) на орбите Земли. Оценки зависят от пространственных масштабов изменения каждого слагаемого и от четырёх величин - давлений разных типов: магнитного давления  $P_m = \frac{B^2}{8\pi}$ , теплового давления  $P$ , газодинамического давления  $P_v = \rho v^2 / 2$  и энергии гравитационного взаимодействия плазмы и Солнца  $P_g = \frac{G\mathcal{M}\rho}{R}$ . Так как по простейшим представлениям полоидальная составляющая ММП радиальна [Parker 1958], справедлива оценка  $(\mathbf{B}, \nabla) \sim B_p / R$ . Запись оценок по порядку величины всех слагаемых в (37) и (35) имеет следующий вид:

$$\frac{\rho v_p^2}{R} + \frac{(4\pi)^{-1} B_\varphi^2 + P}{R} \approx \frac{\rho v_\varphi^2}{r} - \frac{B_\varphi^2}{4\pi r} - \frac{P_g}{R}, \quad (43)$$

$$\frac{\rho v_z^2}{z} + \frac{\rho v_z v_r}{r} \approx -\frac{P_m + P}{z} + \frac{B_z^2}{4\pi z} + \frac{B_z B_r}{4\pi r} - \frac{P_g z}{R^2}. \quad (44)$$

Здесь под  $z$  и  $r$  понимаются масштабы изменений, а не абсолютные значения координат. На низких гелиоширотах  $R \approx r$ , соотношение  $z / r$  менее 1/20 [Winterhalter et al. 1994]<sup>4</sup>. Выражение (43) символизирует оценки слагаемых в (37), выражение (44) – в (35). Также справедливы приближённые равенства:  $v_z / v_r \approx B_z / B_r \approx z / r$ , следующие из уравнений (6, 7 и 18).

Характерные величины на орбите Земли:  $B = 2$  нТл, температура плазмы 10 эВ, концентрация протонов  $5 \text{ см}^{-3}$ , скорость солнечного ветра 400 км/с. Тогда  $P_m = 0.2 \cdot 10^{-10}$  эрг/см<sup>3</sup>,  $P = 0.4 \cdot 10^{-10}$

<sup>4</sup> Отметим, что при оценках для средних гелиоширот также будет верно  $z / r \ll 1$ , если предполагать, что возможные токовые слои на средних гелиоширотах являются тонкими.

эрг/см<sup>3</sup>,  $P_v = 40 \cdot 10^{-10}$  эрг/см<sup>3</sup>,  $P_g = 0.4 \cdot 10^{-10}$  эрг/см<sup>3</sup> [Winterhalter et al. 1994; Веселовский, Ермолаев 2008; Хабарова 2013; Хабарова и др. 2018]. Теперь можно видеть, что в (43) первое слагаемое на порядок превышает все остальные. Таким образом, уравнение (37) в рассматриваемой области сводится к

$$(\mathbf{B}, \nabla) v_p = 0 ,$$

откуда следует

$$v_p = U(\Phi). \quad (45)$$

Отметим, что при переходе к высоким или средним гелиоширотам все рассуждения останутся в силе и решение (45) будет справедливо всюду вдали от Солнца, включая ось вращения. Для наглядности оценок выражение (44) можно преобразовать с помощью  $v_z/v_r \approx B_z/B_r \approx z/r$ :

$$\frac{\rho v_r^2}{r} + \frac{\rho v_z^2}{r} \approx -\frac{P_m + P}{z} + \frac{B_r^2 z}{4\pi r^2} + \frac{B_z^2 z}{4\pi r^2} - \frac{P_g z}{r^2} ,$$

или

$$\frac{P_v z}{r^2} + \frac{P_z z}{r^2} \approx -\frac{P_m + P}{z} + \frac{P_m z}{r^2} + \frac{P_z z}{r^2} - \frac{P_g z}{r^2} . \quad (46)$$

С учётом значений давлений, видно, что в (46) доминирует первое слагаемое правой части, которое связано в (35) с  $\frac{\partial}{\partial z} \left( P + \frac{B^2}{8\pi} \right)$ . Примечательно, что даже слагаемые со скоростью солнечного ветра оказываются малы по сравнению с ним. Таким образом, с учётом того, что  $B_z \ll B_r, B_\phi$ , выражение (35) сводится к балансу давлений

$$P + \frac{B_r^2 + B_\phi^2}{8\pi} = P_0(r), \quad (47)$$

где  $P_0(r)$  – давление на экваторе. При его выводе использовалось предположение №2,  $z \ll d$ , являющееся обобщением наблюдательных данных о структуре ГПС. Вблизи экватора малы не только вариации  $z$ , но и величина  $z$ . Из-за этого предположение №2 можно назвать экваториальным приближением. Примечание про вариации важно потому, что ГПС может находиться не только на экваторе [Rosenberg, Coleman 1969]. В таком случае уравнение (47) будет справедливо в области ГПС и не справедливо вдали от него, за исключением экватора. Отметим, что, с учётом масштабных множителей, гравитационное слагаемое меньше градиента давления более чем в 100 раз. Таким образом, в области существования солнечного ветра этим слагаемым в (35) и (44, 46) можно пренебречь.

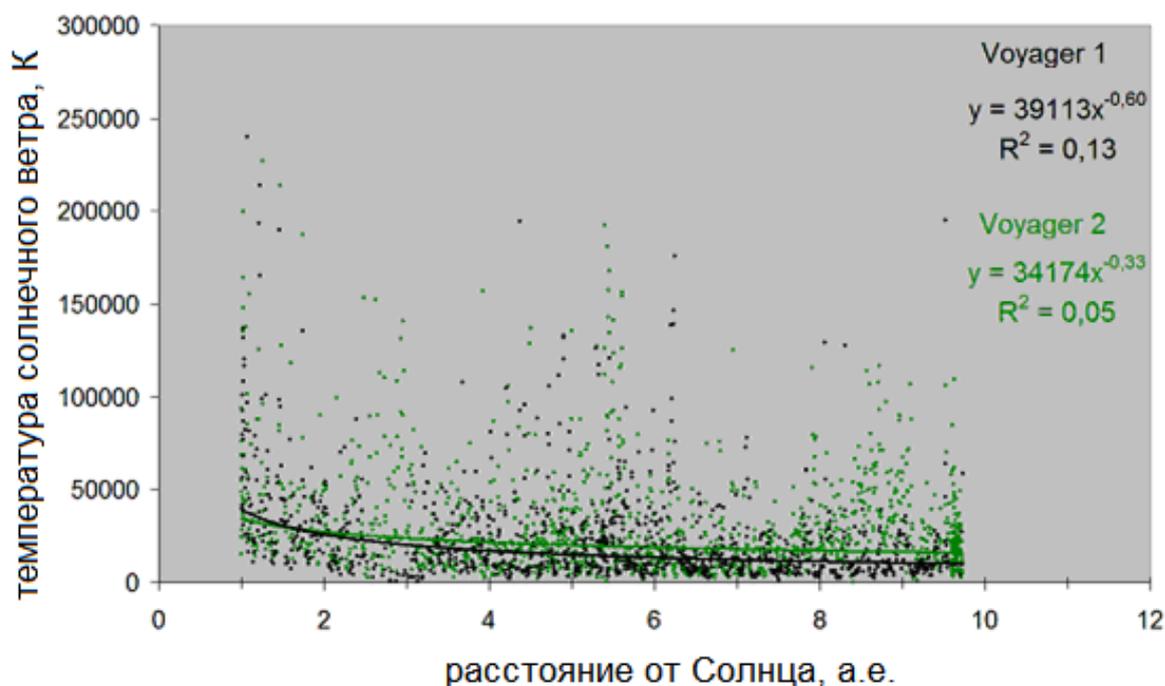
Выясним, насколько близко к Солнцу можно пренебречь гравитационным членом, предполагая, что форма токового слоя и, как следствие, соотношение  $z/r$  не изменятся. Тогда

достаточно оценить величины давлений разных типов. При этом, следуя известным представлениям о радиальной зависимости ключевых величин в солнечном ветре, будем считать, что плотность и радиальная компонента ММП пропорциональны  $r^{-2}$ . Тогда  $P_m$ ,  $P$ ,  $P_v$ ,  $P_g$  пропорциональны  $r$  в степенях  $-4$ ,  $-2$ ,  $-2$ ,  $-3$ . С учётом множителей, зависящих от  $z/r$ , в (44) перед гравитационным слагаемым стоит множитель порядка  $1/400$ . При уменьшении  $r$  в 10 раз (до  $20 R_\odot$ ) слагаемые, включающие  $P_m$ ,  $P$ ,  $P_v$ ,  $P_g$ , будут соотноситься в (44) как  $100:1:100:1/40$ , т.е. в (35) даже на  $20 R_\odot$  можно всё ещё не учитывать гравитацию (причём, даже без множителя  $1/400$ ). В (43) множители перед давлениями разных типов одинаковые, и соответствующие соотношения будут  $100:1:100:10$ . Таким образом, в (37) на  $20 R_\odot$  также можно не учитывать гравитацию. Далее на  $20 R_\odot$  будут задаваться некоторые дополнительные условия в модели. Гравитационное слагаемое может сравняться с одним из других слагаемых (магнитным или газодинамическим) в (37) приблизительно на  $5 R_\odot$ . От этого расстояния и ближе к Солнцу модель без гравитационного поля будет уже неприменима.

Итак, уравнение (45) является следствием предположения №1 и справедливо на гелиоцентрических расстояниях  $> 20 R_\odot$ . Решение уравнения (47) требует дополнительно использования предположения №2.

Рассмотрим предположение №3. Точное значение показателя политропы в солнечном ветре остаётся предметом острых дискуссий, поскольку температура солнечного ветра падает по крайней мере до 10 а.е. значительно медленнее, чем предсказано в моделях паркеровского типа (например, [Parker 1960; Sittler, Scudder 1980; Totten et al. 1995]). В теоретических работах используют различные показатели политропы в зависимости от цели исследования, однако в здесь мы следуем данным наблюдений, которые показывают, что солнечный ветер приближённо можно описывать как изотермический вплоть до нескольких радиусов Солнца [Kislov et al. 2015].

На **Рисунке 7** проиллюстрирован тот факт, что температура в гелиосфере медленно убывает с расстоянием. По измерениям Вояджера-1 и Вояджера-2 (Voyager 1, Voyager 2 на **Рисунке 7**) температура близка к константе на расстояниях от 2 до 10 а.е., что является признаком дополнительного разогрева плазмы (см. уравнение 8). Этот эффект обсуждался ранее в наблюдательных работах [Elliot et al. 2012; Richardson, Smith 2003] и являлся целью ряда теоретических исследований, в которых предполагается дополнительный нагрев солнечного ветра турбулентностью (например, [Zank et al. 1999; Breech et al. 2009]).



**Рисунок 7.** Радиальная эволюция температуры солнечного ветра. Усреднённые за сутки данные Вояджера 1 (чёрные точки) и Вояджера 2 (зелёные точки). Соответствующие аппроксимационные кривые с указанными коэффициентами корреляции показаны чёрным и зелёным цветом. Видно, что показатель степени в законе спада температуры близок к нулю. [Kislov et al. 2015].

Предположение №4 (солнечный ветер сверхтепловой и сверхальфвеновский) во-первых означает, что учитываются оценки о роли силы тяжести (см. выше), во-вторых, что в уравнениях из предыдущей главы, не зависящих от дополнительных предположений, могут быть сделаны упрощения. Предположение №4 можно переформулировать как  $M \gg 1$ . С учётом (29) это эквивалентно  $4\pi\alpha^2 \gg \rho$ .

Предположения № 3, 4 позволяют свести баланс давлений (47) к квадратному уравнению относительно плотности плазмы с помощью (18) и (27). Учтём также, что в экваториальной зоне  $v_p \approx v_r$ . Тогда решением (47) будет

$$\rho = \frac{2\pi\alpha^2 v_T^2}{U^2 + u_\phi^2} \left( -1 + \sqrt{1 + 2\rho_0(r) \frac{U^2 + u_\phi^2}{2\pi\alpha^2 v_T^2}} \right), \quad (48)$$

где  $v_T$  – тепловая скорость плазмы, равна константе,  $\rho_0(r) = 2P_0(r)/v_T^2$ . Функция  $u_\phi$  равна

$$u_{\varphi} = \frac{b - 4\pi\alpha\Omega r^2}{4\pi\alpha r} \quad (49)$$

и имеет смысл скорости вращения магнитного поля с отрицательным безразмерным коэффициентом. Действительно, с учётом регуляризации (31)

$$u_{\varphi} = \Omega r \left( \frac{r_a^2}{r^2} - 1 \right),$$

где  $r_a < r$ .

Оценим положение альфвеновской поверхности (АП). Пусть солнечный ветер набрал до достижения АП скорость 300-400 км/с. На орбите Земли альфвеновская скорость  $v_a \approx 20$  км/с при указанных выше значениях магнитного поля и плотности. С учётом асимптотических оценок, альфвеновская скорость убывает с расстоянием по закону  $r^{-1}$ , поэтому она достигла бы 300-400 км/с примерно на расстоянии 10-15  $R_{\odot}$  от Солнца. Вблизи Солнца плотность начинает спадать с расстоянием быстрее ожидаемого [Lemaire, Stegen 2016], так что альфвеновская скорость в короне быстро становится практически константой и не превышает 100-150 км/с. Местоположение АП зависит от гелиошироты (т.е. АП – не сфера), текущих условий на Солнце и варьируется в широких пределах [Schultz 1973; Cohen 2015]. Разные авторы дают оценки от 2.5 до 45  $R_{\odot}$  [Levine et al. 1982; Fahr, Fichtner 1991; Katsikas et al. 2010; Chhiber et al. 2019]. Здесь нам достаточно сделать вывод, что в области моделирования  $\frac{r_a^2}{r^2} \ll 1$  вне зависимости от широты. Поэтому окончательно получаем

$$u_{\varphi} = -\Omega r \quad (50)$$

Возникающий знак минус в (50) указывает на то, что азимутальное магнитное поле при положительном  $\Omega$  всегда закручено по часовой стрелке (при этом линии магнитного поля вморожены в плазму и вращаются против часовой стрелки, как и Солнце). Так как  $B_r$  меняет знак при пересечении ГТС, форма спирали ММП одинакова в обоих секторах гелиосферы, что давно известно [Parker 1958]. Рассуждения о направлении закручивания, представленные здесь, по умолчанию предполагают, что  $\Omega$  соответствует угловой скорости Солнца. Это допущение является общепринятым, начиная с первой самосогласованной модели гелиосферы с магнитным полем [Weber, Davis 1967]. Однако далее будет показан частный случай решения, когда в рамках данной модели  $\Omega$  может быть знакопеременной величиной, а спираль ММП будет отличаться от Паркеровской.

Обсудим предположение №5, которое влияет на конкретный вид пределов интегрирования в (40). Разберём возможные случаи, не только содержащие замкнутые линии. При этом будем для простоты предполагать, что единственный экстремум магнитного потока расположен на экваторе (дипольная гелиосфера). Также для определённости предположим, что в северном полушарии положительная полярность радиальной составляющей ММП. Первое – когда  $\Phi_0 = \text{const}$ , причём в зависимости  $\Phi_b(\theta)$  на Солнце величина  $\Phi_0$  – максимальное значение магнитного потока на экваторе, т.е.  $\Phi_b(\pi/2) = \Phi_0$ . В этом случае линии магнитного поля, исходящие из низких широт, будут стремиться к экватору на бесконечности, не пересекая его. Это вариант модели с открытыми линиями магнитного поля. При этом часть линий может вытягиваться вдоль экватора, другая часть – вдоль полюса.

Важно отметить, что на оси вращения магнитный поток выбран равным нулю. В общем случае интегралы в (40) при интегрировании от 0 до  $\Phi_0$  не будут равны бесконечности. Тогда линия магнитного поля, которая должна выходить из полюса, будет направлена в расчётной области под ненулевым углом к оси вращения. Это не есть недостаток метода. Он вполне успешно используется в других моделях, например [Birn 1991; Birn et al. 2004]. Они различаются тем, что подынтегральные функции в явном виде имеют особенность либо на экваторе, либо на сепаратрисе, которая обычно задаётся изначально. В представляемых в диссертации моделях этого можно добиться выбором функций магнитного потока, от которых зависят решения. Другой путь – рассматривать решения вдали от поверхности линий магнитного поля, формально вышедших из полюса. Последнее может быть применимо в моделях для низких и средних широт. Возможен и третий вариант – вблизи полюса магнитный поток зависит от широты сложным образом, а поверхность  $\Phi=0$  соответствует линиям, вышедшим не из полюса, а с некоего значения полярного угла выше/ниже экватора. Если речь идёт о моделировании ГПС, то смысл критического значения этого полярного угла – граница, выше которой по широте линии магнитного поля, исходящие от граничной сферы, не попадают в низкие широты в гелиосфере. В данной главе используется третий вариант решения проблемы  $\Phi=0$ . В следующей главе будет использоваться второй вариант.

Пусть  $\Phi_0$  – сколь угодно большая положительная константа. В таком случае ни одна линия МП не сможет приблизиться к экватору ближе, чем на определённое расстояние. Данный метод удобен тогда, когда есть задача описать пучок расходящихся линий магнитного поля, а в приэкваториальной зоне применить другую модель, которая на границе должна быть согласована с первой. В диссертации не представлены комбинированные модели, однако, это одно из возможных дальнейших направлений исследований.

Пусть  $\Phi_0$  мало, но положительно. Тогда на Солнце приэкваториальные линии магнитного поля будут соответствовать большим магнитным потокам и иметь тенденцию пересекать экватор под углом меньше 90 градусов, достигая отрицательных  $z$ . Линии магнитного поля, вышедшие из южной полусферы Солнца, будут достигать положительных  $z$ . Причём в области, где проходят линии из обоих полушарий, они не будут совпадать. В этом случае решения для каждой полусферы имеют смысл только до смены знака  $z$ , а на экваторе будет излом в линиях магнитного поля и скачки в величинах магнитного поля и, возможно, скорости и плотности. Этот случай позволяет учитывать вложенный в ГПС бесконечно тонкий ГТС. По величинам скачков магнитных полей на ГТС можно оценить протекающие в нём токи.

Случай, когда величина  $\Phi_0$  всюду отрицательна, не имеет смысла, т.к. тогда все линии магнитного поля, стартовавшие в северном полушарии, при любом  $r$  будут находиться в южном полушарии. Отметим, что можно рассматривать отрицательные магнитные потоки  $\Phi$  – они будут соответствовать областям с изменённой полярностью ММП.

Наконец, наиболее общий случай, когда  $\Phi_0$  зависит от радиуса. Если  $\Phi_0$  убывает с удалением от Солнца, линии магнитного поля с более высоких магнитных широт будут пересекать экватор на больших расстояниях. При этом, если  $\Phi_0$  не равно нулю на бесконечности, то часть линий магнитного поля никогда не пересечёт экватор. В этом смысле их можно считать открытыми. Открытые и замкнутые линии МП будет разделять сепаратриса, форму которой можно вычислить. В данной модели представлен именно этот случай.

Если  $\Phi_0$  монотонная функция, но на определённом расстоянии меняет знак, то точка, где  $\Phi_0=0$ , соответствует линии магнитного поля, формально вышедшей из полюса Солнца. На ней модель уже неприменима. Какие-либо решения при отрицательных магнитных потоках для больших расстояний могут быть построены, но никак не будут связаны с Солнцем, для них требуются граничные условия на другой поверхности, например на границе гелиосферы. Отметим, что если вблизи полюса Солнца есть несколько нулей магнитного потока, то поверхность  $\Phi_0=0$  может достигать низких широт, и рассмотрение модели с отрицательным  $\Phi_0$  может иметь смысл, однако в диссертации этот случай не рассматривается.

Суммируя, в данном разделе были получены недостающие аналитические решения уравнений модели. Полный список алгебраических уравнений и уже полученных решений в явном виде: (18, 20, 22, 27, 28, 40), (45, 48, 50). Функции магнитного потока:  $\Omega$ ,  $U$ ,  $b$ ,  $\alpha$ . Также потребуется выбрать  $\Phi_0(r)$  и  $\rho_0(r)$ .

## 2.2. Определение функций, от которых зависят решения

Для определения функций  $\Omega$ ,  $U$ ,  $b$ ,  $\alpha$ ,  $\Phi_0(r)$  и  $\rho_0(r)$ , как упомянуто выше, в данном исследовании используются дополнительные предположения, касающиеся плазмы в солнечной короне и фотосфере. Все дополнительные функции будут задаваться в сферических координатах как функции  $\theta$  – полярного угла. При рассмотрении униполярного эффекта в короне будет построена отдельная сильно упрощённая модель явления, целью которой будет получить распределение потенциала в короне как функции потока. Как было сказано выше, модель справедлива на гелиоцентрических расстояниях порядка  $20 R_\odot$  и далее. Поэтому необходимые для вычисления  $\Omega$ ,  $U$ ,  $b$ ,  $\alpha$  функции мы будем задавать на  $20 R_\odot$ . Отметим, что предположение о малости гравитации использовалось только для получения  $U$ , поэтому  $\Omega$ ,  $b$ ,  $\alpha$  можно задавать ближе  $20 R_\odot$  к Солнцу, если известна функция магнитного потока  $\Phi$ .

### а) Концентрация

Следует отметить трудность, возникающую при попытках связать концентрацию плазмы в солнечной короне и с концентрацией в межпланетной плазме. Согласно [Gibson et al. 2003], концентрация в короне составляет  $10^7 \text{ см}^{-3}$  на расстоянии  $1.75 R_\odot$ . Причём с расстоянием в короне концентрация убывает быстрее, чем в солнечном ветре [Gibson et al. 2003]. Тогда на  $20 R_\odot$  концентрация составит  $10^3 \text{ см}^{-3}$ . Допустим, что вид угловой зависимости концентрации от широты, описанный в [Gibson et al. 2003], не изменится принципиально на граничной сфере:

$$n_1(\theta) = \left( 0.4 + 0.6 \exp\left( -\frac{(\pi/2 - \theta)^2}{\pi^2/9} \right) \right) 10^3, \text{ см}^{-3}. \quad (51)$$

Формула (51) позволяет формально учесть наличие корональных дыр с углом раствора  $\pi/3$  и то, что вблизи Солнца плотность плазмы на экваторе выше, чем в полярной зоне. Однако мы не учитываем отклонения от осевой симметрии и возможный ненулевой угол между осью симметрии концентрации и осью вращения Солнца. Пусть при  $z=0$  концентрация спадает квадратично в солнечном ветре [Richardson et al. 1995; Lemair, Stegen 2016]:

$$n_0(r) = 10^3 \left( \frac{20R_\odot}{r} \right)^2, \text{ см}^{-3}. \quad (52)$$

При известной температуре, из (52) очевидным образом получается  $P_0(r) = n_0(r)T$ . Температуру будем считать равной  $5\text{эВ}$  в соответствии с [Lemair, Stegen 2016].

### б) Массовый поток и скорость

Массовый поток, выходящий из Солнца при углах меньше  $\theta$ , равен:

$$2\pi F(\theta) = \int_0^\theta \rho_1(\theta') v_1 (20R_\odot)^2 \sin \theta' d\theta' ,$$

где  $\rho_1$  – плотность, соответствующая  $n_1$ . Согласно [Hundhausen 1997], полный поток массы с Солнца равен  $\dot{M} = 1.4 \cdot 10^{12}$  г/с. Следуя [Parker 1958], предположим, что плотность массового потока не зависит от гелиошироты, тогда

$$F = \frac{1}{2} \dot{M} (1 - \cos \theta) , \quad (53)$$

и тогда параметр  $\alpha$  имеет вид

$$\alpha = \frac{\dot{M}}{2} \frac{\sin \theta}{\partial \Phi_b / \partial \theta}$$

Скорость в результате предположения о плотности оказывается следующей:

$$v_r = \frac{\dot{M}}{4\pi \rho_1(\theta) (20R_\odot)^2} . \quad (54)$$

Потоковая функция  $U$  определяется из (54) подстановкой в (45). Поскольку магнитный поток на поверхности Солнца является функцией только  $\theta$ , то  $U$  и  $F$  могут быть выражены через него.

### в) Магнитный поток

Вблизи минимума солнечной активности магнитное поле Солнца можно считать приблизительно дипольным [Wang 2014], поэтому:

$$\Phi_b(\vartheta) = \Phi_1 \sin^2 \vartheta ,$$

где  $\Phi_1 = 3 \cdot 10^{21}$  Мх – полный магнитный поток через одно из полушарий Солнца.

Как отмечалось выше, линии магнитного поля, которые соответствуют  $\Phi=0$ , могут опускаться в низкие широты, образуя конические поверхности, симметричные относительно оси вращения. При дипольном граничном условии  $\Phi=0$  только на оси вращения, а соответствующие линии магнитного поля в силу симметрии задачи должны с ней совпадать. В модели этого можно добиться специфическим выбором граничных условий. Однако можно поступить проще. Предположим, что поверхность  $\Phi=0$  соответствует не полюсу, а некоторому фиксированному полярному углу  $\delta\theta$  вблизи него. Чтобы это учесть, будем считать, что магнитный полярный угол

$\vartheta$  не всюду совпадает с географическим полярным углом  $\theta$ . Правило пересчёта следующее:  $\vartheta = \theta - \delta\theta$ , где  $\delta\theta$  – положение корональной дыры (на которой выбираем  $\Phi=0$ ). Т.к. параметр  $\alpha$  зависит от  $\partial\Phi_b / \partial\theta$ , в точке  $\vartheta = 0$  радиальная компонента ММП изменит знак, что может иметь место в узкой области вблизи корональной дыры [Wang 2014, Wang et al. 2014]. Чтобы учесть сохранение полярности ММП, у магнитного потока следует при пересечении данной области изменить знак:

$$\Phi_b(\vartheta) = \Phi_1 \sin^2 \vartheta \cdot \text{sgn } \vartheta . \quad (55)$$

В расчётах предполагается, что  $\delta\theta=30^\circ$ . Это соответствует границе корональной дыры в формуле для плотности (51). Зависимость (55) не годится для описания потока непосредственно на полюсах, т.к. в (54) магнитный поток не равен нулю на полюсе, однако подходит для остальных широт.

При  $z = 0$  будем считать, что магнитный поток имеет “дипольный” вид, т.е. сам ГТС дополнительного потока через  $z = 0$  не создаёт. Кроме этого, учтём, что часть линий магнитного поля не перескакает ГТС, для чего к “дипольному” магнитному потоку добавим малую константу:

$$\Phi_0(r) = \Phi_{00} + \Phi_1 R_\odot / r . \quad (56)$$

Из (56) следует, что  $z=0$  пересекают лишь линии, отвечающие магнитным потокам больше  $\Phi_{00}$ . Выберем  $\Phi_{00}=0.01 \Phi_1$ . При такой величине магнитного потока сепаратрисы будут расположены не слишком далеко от экватора. На поверхности, соответствующей  $\vartheta = 0$ , которую можно рассматривать как физическую границу ГПС, магнитное поле увеличено.

### г) Угловая скорость

Согласно данным по измерению доплеровского смещения [Snodgrass 1983], угловая скорость фотосферы распределена следующим образом:

$$\omega_p = \omega_0 \left( 1 + 0.15 \sin^2 \theta \left( 1 + 0.15 \sin^2 \theta \right) \right), \quad (57)$$

где  $\omega_0 \approx 2.5 \cdot 10^{-6}$  рад/с. Угловая скорость короны считается на всех широтах одинаковой и равной  $\omega_c \approx 1.131 \omega_0$  [Owens et al. 2011]. Будем предполагать, что плазма на  $20 R_\odot$  всё ещё обращается вокруг Солнца с угловой скоростью  $\omega_c$ .

д) **Распределение электрического потенциала. Полный ток и азимутальное магнитное поле.**

Поскольку корона и фотосфера вращаются с разными скоростями, между ними возникает разность потенциалов, приводящая к возникновению электрического тока. Рассмотрим фотосферу и условную поверхность в короне, на которой угловая скорость уже постоянна, как две идеально проводящие тонкие границы, разнесённые на расстояние  $h$ , значительно уступающее их радиусу. Плазму между ними будем считать конечно-проводящей. Плотность тока, текущая вдоль силовых линий, определяется продольной проекцией закона Ома:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} = -\sigma \nabla \Psi .$$

Тогда полный ток есть

$$J(\theta) = \int (\mathbf{j}, \mathbf{dS}) = -\int 2\pi r \sigma \frac{\partial \Psi}{\partial h} dh = -2\pi \langle \sigma r \rangle \Delta \Psi = -\Sigma \Delta \Psi , \quad (58)$$

где  $\Delta \Psi = \Psi - \Psi_p$  – разность потенциалов вдоль силовой линии между нижними и верхними слоями короны,  $\Sigma$  – высотно-интегрированная проводимость короны, которую мы будем считать для простоты константой,  $\Psi(\theta)$  – потенциал верхней границы,  $\Psi_p(\theta)$  – потенциал фотосферы, который в силу её идеальной проводимости равен

$$\Psi_p = \int_0^\Phi \frac{\omega_p(\Phi')}{c} d\Phi' . \quad (59)$$

У верхней границы уже справедливо выражение (21). При этом

$$B_\varphi r = \frac{2J}{c} , \quad (60)$$

где  $J$  – интегральный ток, протекающий по силовым линиям при углах меньше  $\theta$ . Следуя [Alfven 1977, 1981], мы предполагаем, что продольные токи замыкаются через ГТС (см. **Рисунок 8**). В случае, когда речь идёт не о короне, а о ГТС,  $J$  имеет смысл полного тока, протекающего через ГТС. Определить, какому углу  $\theta$  на Солнце он соответствует, затруднительно, потому что как  $B_\varphi r$  так и  $J$  не являются функциями только  $\Phi$ , и их нельзя продлевать по силовым линиям в область ГТС без изменений.

Тогда, если (21) записать на  $20 R_\odot$  с учётом (55, 58-60) и того, что на ней  $r=20R_\odot \cos\theta$ , то получится следующее уравнение:

$$\omega_c + \frac{2\alpha\Sigma\Phi_1}{(20R_\odot)^2 \rho c\Phi} (\Psi - \Psi_p) = c \frac{\partial\Psi}{\partial\Phi}. \quad (61)$$

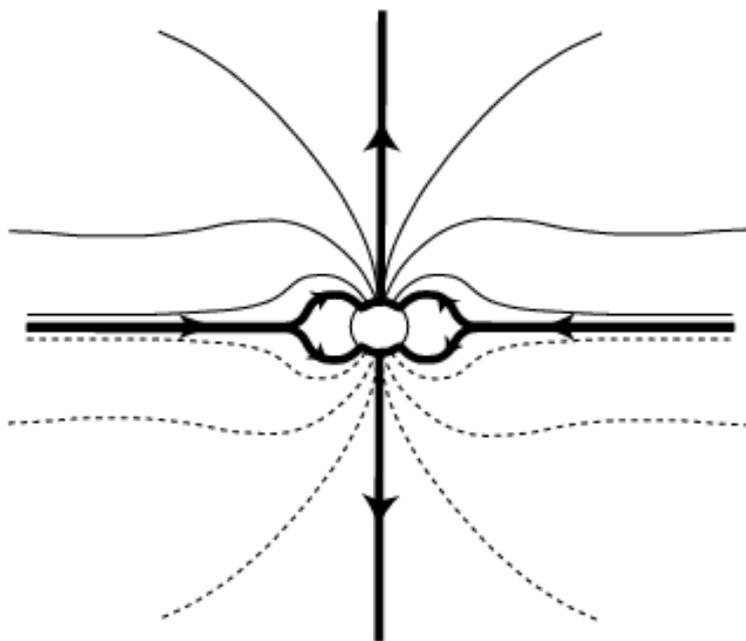
Решение (61) имеет вид:

$$c\Psi = \exp\left(\int_0^\Phi \xi(\Phi') d\Phi'\right) \int_0^\Phi (\omega_c - c\xi(\Phi')\Psi_p(\Phi')) \exp\left(-\int_0^{\Phi'} \xi(\Phi'') d\Phi''\right) d\Phi', \quad (62)$$

где

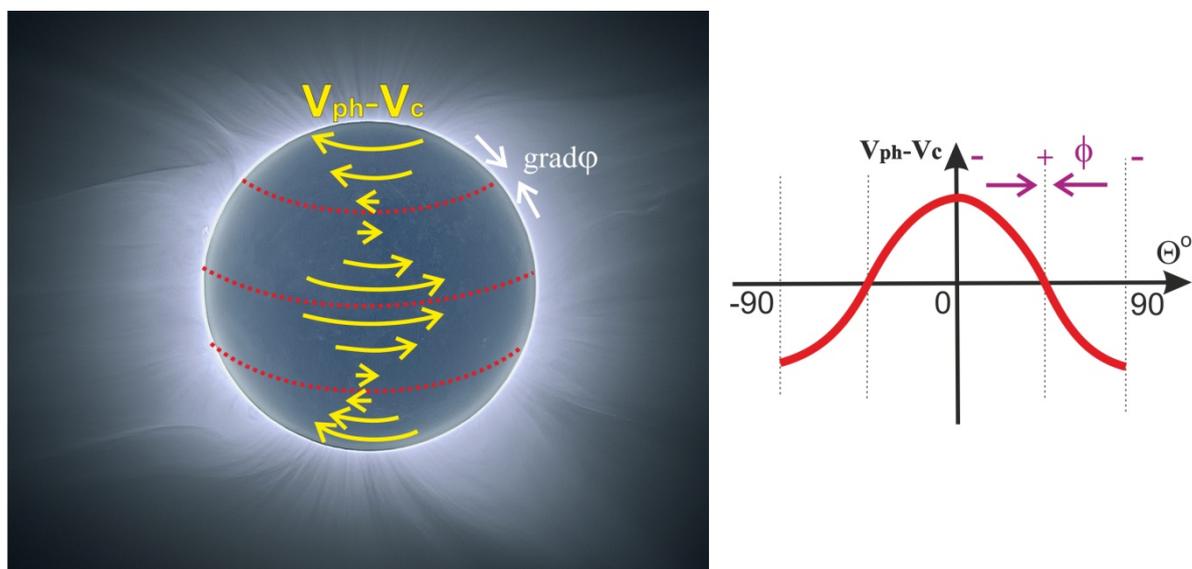
$$\xi = \frac{\Sigma}{c} \frac{2\alpha\Phi_1}{(20R_\odot)^2 \rho\Phi}.$$

На оси  $z$  функция  $\Phi$  выбрана равной нулю. Из уравнения (61) можно найти распределение потенциала в короне. С помощью (58) и (60) по нему может быть вычислен ток и функция  $\Psi$ . Описанный выше механизм возникновения разности потенциалов и тока является униполярной генерацией [Ландау, Лифшиц 1982]. Существование значительного полного тока, текущего в радиальном направлении, предполагал также Альвен [Alfven 1977, 1981], рассматривая Солнце как униполярный генератор.



**Рисунок 8.** Адаптировано из [Alfven 1977] и [Israelevich et al. 2001]. Изображена гелиосферная токовая цепь, в которой ток течёт на Солнце вдоль ГТС и вытекает из полюсов по направлению к границам гелиосферы (см. также Рисунок 4 введения).

Существенно, что заданное распределение угловых скоростей (57) таково, что на низких широтах фотосфера вращается быстрее короны, а на высоких – наоборот. Как видно из (59), (61), убывание или возрастание потенциала с увеличением широты (или с уменьшением потока) сильно зависит от знака разности скоростей короны и фотосферы. Условная схема распределения потенциала представлена на **Рисунке 9** (с использованием [Owens 2011]). При переходе через широту, где сравниваются скорости короны и фотосферы, поверхностный ток меняет направление<sup>5</sup>. То же самое происходит с азимутальным и электрическим полем. Проекция данной особенной точки вдоль силовых линий в область ГТС отвечает месту смены направления глобального тока в ГТС и изменения направления ММП. В данной особой области вероятно возникновение магнитной стенки из-за возможной неустойчивости токового слоя со слабым продольным током (см. **Приложение 2**). Данный вопрос требует отдельного исследования.



**Рисунок 9.** Относительное вращение фотосферы и короны (с учётом данных [Owens et al., 2011]). Вариации дифференциального вращения влияют на величину и направление поверхностного градиента потенциала.

Ниже при вычислениях будет считаться, что безразмерный параметр  $\Sigma/c = 105$ . При данном значении интегральной проводимости и при прочих неизменных параметрах модели имеется точка, где полный ток в ГТС изменяет направление, а величина азимутального магнитного поля по порядку величины согласуется с наблюдениями. Таким образом, спираль ММП может существенно отличаться от Паркеровской при специфических условиях на Солнце.

<sup>5</sup> На самом деле эта широта может быть несколько выше или даже может не существовать, т.к. в (61) есть член, содержащий  $\Psi$ .

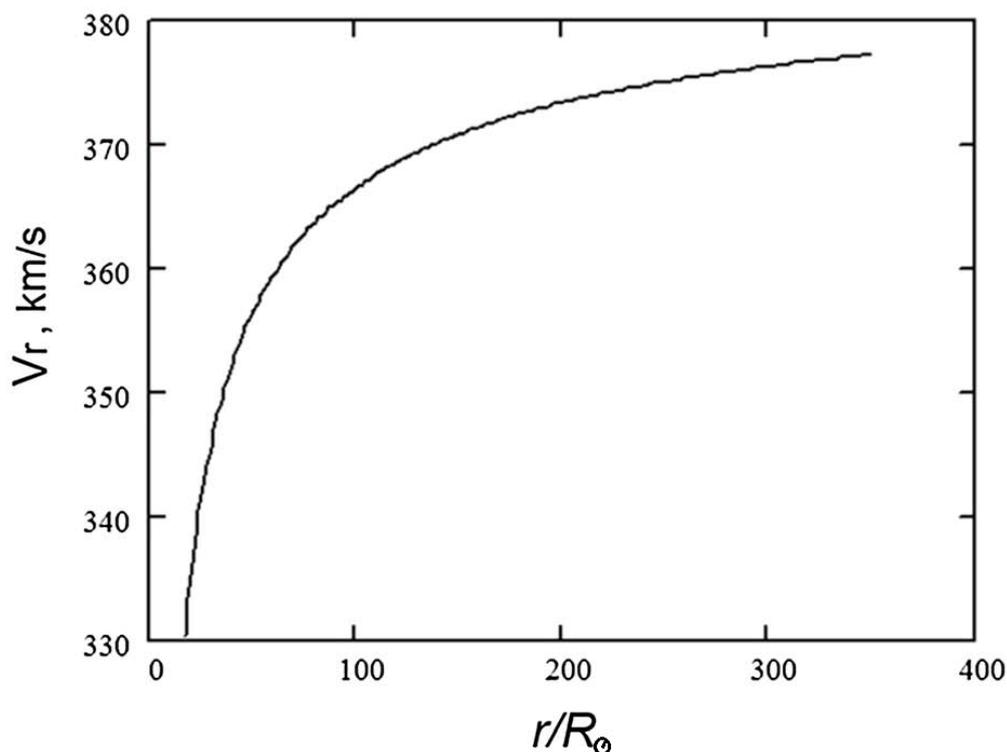
Данный эффект уже упоминался в работах [Pisanko 1997; Писанко 2011], но для высокоширотной гелиосферы. В модели Писанко было показано, что на некоторой высоте  $r_d$  корона перестаёт коротировать с фотосферой. В [Писанко 2011] эффект сравнивался с хорошо известным так называемым “гомополярным эффектом” [Альвен, Аррениус 1979] и предполагалось существование двойного электрического слоя на некоем гелиоцентрическом расстоянии  $r_d$  (в соответствии с [Alfven 1977]). Далее [Писанко 2011] показал, что в точке  $r_d$  азимутальное магнитное поле может менять направление на “антипаркеровское” и транслироваться в высокоширотную гелиосферу. Наше объяснение согласуется с предложенным в работе Писанко. Следует отметить, что в [Писанко 2011] эффект был получен в рамках модели в бессиловом приближении, в которой отклонения от решения Паркера [Parker 1958] получены за счёт учёта членов первого порядка разложения по числу Россби. Как показывают наши оценки, вдали от Солнца и, в особенности, вблизи токовых слоёв бессиловое приближение несправедливо. В то же время, эффект изменения закрутки спирали ММП в диссертации получен в рамках дополнительных предположений в области пространства, где сама модель неприменима. В этом смысле модель Писанко лучше подходит для изучения эффекта вблизи Солнца, а представленная в диссертации модель предпочтительней на больших гелиоцентрических расстояниях.

### 2.3. Результаты моделирования

Результаты сгруппированы следующим образом – сначала идут решения для скорости и полного тока, которые определяются преимущественно граничными условиями на Солнце и униполярным эффектом (в случае тока). Далее представлены результаты, связанные с существованием сепаратрисы, и сравнение с моделью [Parker 1958, 1965].

#### а) Скорость

При выбранных граничных условиях скорость плазмы вблизи нейтральной плоскости быстро приближается к своему максимальному значению – порядка 370 km/s (см. **Рисунок 10**). На орбите Земли она составляет примерно 373 км/с. Приведённое решение находится в удовлетворительном согласии с наблюдаемыми величинами [Sheeley et al. 1998; Khabarova, Zastenker, 2011; Хабарова 2013], характерными для солнечного ветра вблизи ГПС. Зависимость скорости от расстояния в нашей модели определяется её распределением на поверхности Солнца (54) и привязанностью к магнитному полю (45). Из (51) и (54) видно, что (а) на более высоких широтах скорость выше, чем на низких и (б) скорость увеличивается с расстоянием,



**Рисунок 10.** Зависимость радиальной скорости плазмы  $V_r$  от расстояния  $r$  при  $z=0$ . Здесь и далее  $R_{\odot}$  – радиус Солнца. [Kislov et al. 2015].

так как линии магнитного поля, выходящие с более высоких широт, пересекают нейтральную плоскость дальше, чем выходящие с низких.

### б) Интегральный ток

Как упоминалось выше при выводе граничного условия для электрического потенциала, в области конечной проводимости формируется корональный ток (58), который является причиной возникновения азимутального магнитного поля (60) в идеально проводящей области, содержащей ГТС. Скачок азимутального поля при переходе через нейтральную плоскость соответствует току, протекающему в узкой области вблизи ГТС. Используя (26), (21), (58) и предположение №4, можно получить для него выражение

$$J(r, \Phi) = -\frac{J_1(\Phi)\rho r^2 \Phi_1}{(20R_{\odot})^2 \rho_1 \Phi} + \frac{c\rho\omega_e r^2}{2\alpha}, \quad (63)$$

где  $J_1 = -\Sigma\Delta\Psi$  есть величина  $J$  в солнечной короне на рассматриваемой потоковой поверхности  $\Phi$  и определяется формулой (14). Как видно из (63), полный ток через заданную потоковую поверхность зависит от расстояния и не будет нулевым даже в том случае, когда нет токов между короной и фотосферой. За данный эффект отвечает второй член (63). Причина его

возникновения – вращение идеально проводящей солнечной короны в магнитном поле с последующей генерацией распределения потенциалов. Однако рассматриваемый эффект второстепенен, поскольку из-за высокой проводимости короны вклад первого члена больше и может расти с расстоянием.

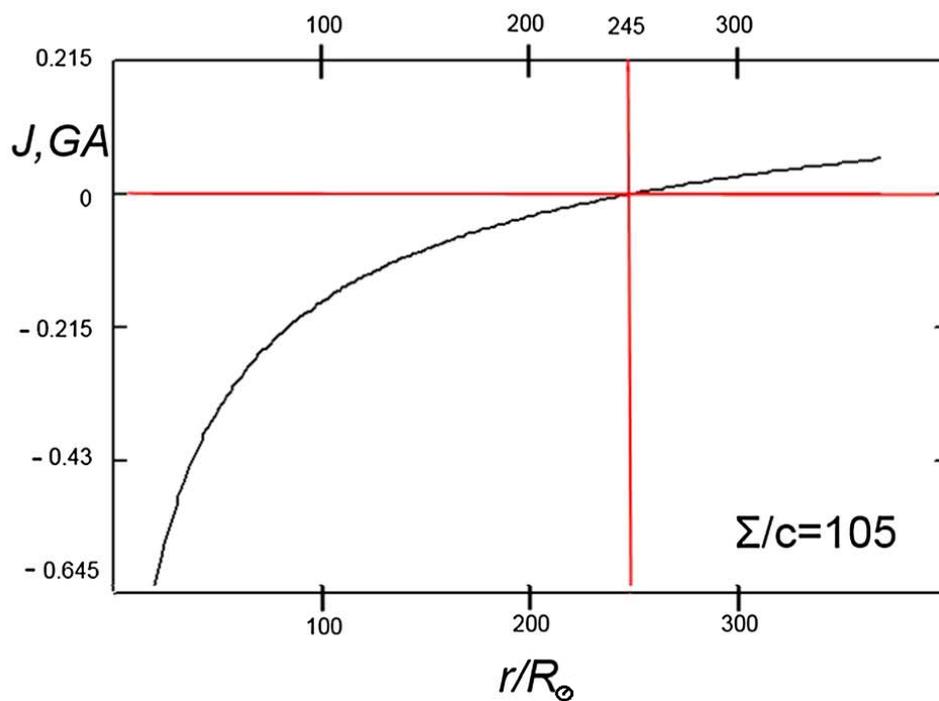
Из выкладки (58) несложно заметить, что параметр  $\Sigma/c$  трудно определяем экспериментально. Поэтому мы считаем  $\Sigma/c$  свободным параметром модели. Для рассмотрения использовались значения  $\Sigma/c=105$  и  $125$ . Величина  $\Sigma/c=105$  выбрана для примера потому, что в окрестности этого значения при прочих фиксированных параметрах модели наблюдается вышеупомянутый эффект изменения направления тока в ГТС на некотором гелиоцентрическом расстоянии. При этом величина азимутального магнитного поля на орбите Земли при  $\Sigma/c=105$  согласуется с наблюдательными данными. Выбранное значение  $\Sigma/c=105$  может оказаться сильно заниженным. Действительно, проводимость короны  $\sigma$  очень высока, меняется с высотой и может составлять  $10^{15} \text{ c}^{-1}$ . При этом размер короны превышает радиус Солнца. Однако в (58) интегрирование ведётся лишь в той части короны, в которой протекает поверхностный ток. Размер этой области может быть очень невелик по сравнению с радиусом Солнца.

Из **Рисунка 11** видно, что в случае  $\Sigma/c=105$  интегральный ток через ГТС отрицателен, т.е. течёт к Солнцу. Рост тока с расстоянием объясняется тем, что нейтральную плоскость при удалении от Солнца пересекают линии магнитного поля, приходящие с всё более высоких гелиоширот. При этом увеличивается объём, ограниченный потоковой поверхностью, из которого в ГТС втекает ток. На расстоянии  $245 R_{\odot}$  ток меняет направление и постепенно достигает малого положительного значения (отметим, что направление течения тока на разных гелиоширотах различно).

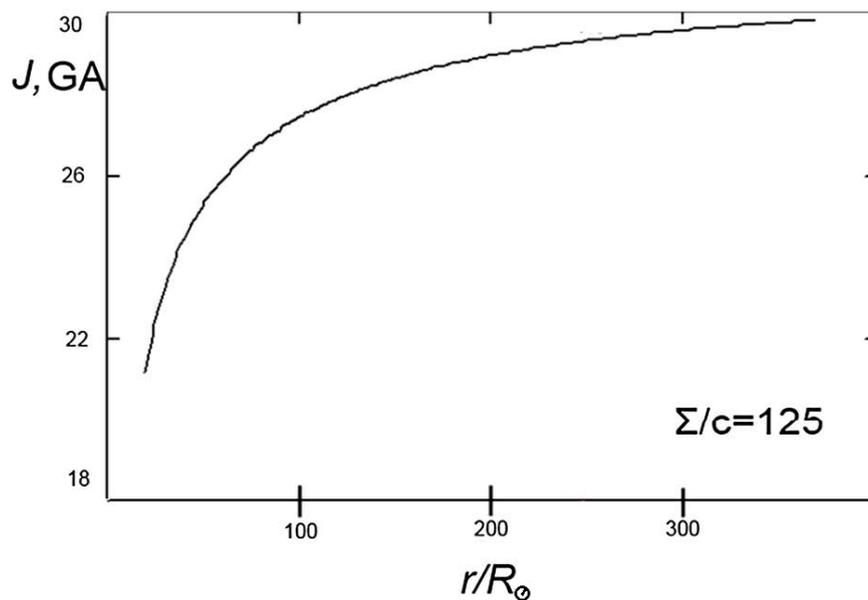
Легко видеть, что величина  $J$  сильно зависит от  $\Sigma/c$ . Например, на **Рисунке 12** приведена зависимость  $J$  при  $\Sigma/c=125$ . Видно, что ток не только изменил знак, но и увеличился на 3 порядка, а также перестал менять направление. График, приведённый на **Рисунке 12** является характерным для  $\Sigma/c>105$ . Отметим при  $\Sigma/c<105$  ток имеет также величину порядка ГА, однако остаётся всегда отрицательным [Kislov et al. 2015]. Наличие точки поворота и порядок величины около 1 ГА возникает только при значениях, близких к  $\Sigma/c=105$ . Пороговое значение  $\Sigma/c$  зависит от остальных параметров модели по формуле, следующей из (61):

$$\frac{\Sigma}{c} = \frac{2m_p c \omega_c (20R_{\odot})^2 n_1(0)}{M \omega_0},$$

где  $n_1(0)$  – концентрация плазмы на полюсе Солнца.



**Рисунок 11.** Интегральный ток через ГТС как функция радиуса при  $\Sigma/c=105$ . Красные линии отмечают точку смены знака. Из работы [Kislov et al. 2015].



**Рисунок 12.** Интегральный ток через ГТС как функция радиуса при  $\Sigma/c=125$  [Kislov et al. 2015].

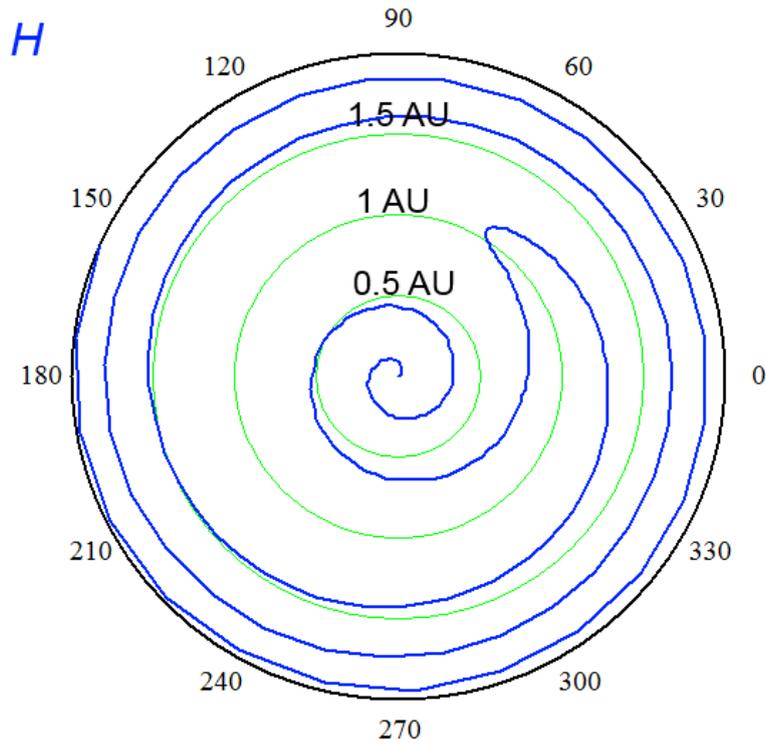
Чтобы понять, почему ток меняет направление на некотором расстоянии, рассмотрим формулы (58) и (62) вблизи полюсов, где магнитный поток является малой величиной. Тогда в (58) и (62) по нему можно произвести разложение в ряд. В результате, с точностью до членов первого порядка малости по потоку, получим оценку поверхностного тока:

$$J_1 \approx \frac{\Sigma}{c} (\omega_p - \omega_c) \Phi . \quad (64)$$

Из этой формулы видно, что знак тока зависит от разности угловых скоростей фотосферы и короны на рассматриваемой гелиошироте. При этом в (63) в токе ГТС член, зависящий от поверхностного тока, является доминирующим. Значит, ток ГТС будет менять знак приблизительно на проекции вдоль линии магнитного поля на ГТС той широты, где  $\omega_p - \omega_c = 0$ .

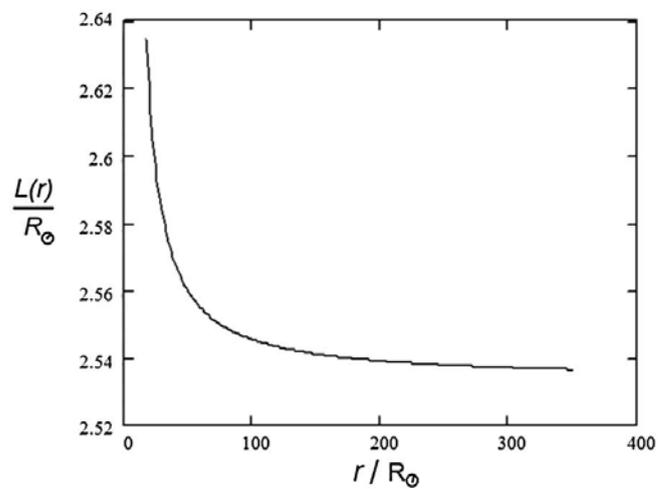
На **Рисунке 13** изображена линия магнитного поля, вычисленного в плоскости XY при  $z=0$ , в качестве примера возможности существования непаркеровской спирали ММП. Видно, что образованная линией неархимедова спираль меняет направление закрутки недалеко от орбиты Земли. Поскольку азимутальное магнитное поле спадает при удалении от Солнца быстрее радиального, спираль оказывается сильно скрученной. За точкой поворота тока направление закрутки спирали совпадает с Паркеровским. Отметим, что обратный эффект, когда ближе к Солнцу спираль Паркеровская, а далее – нет, также возможен. Направление закрутки на **Рисунке 13** согласуется с результатами Писанко о возможном направлении линий ММП на высоких широтах [Писанко 2011]. Поскольку и ток, и форма спирали чувствительны к  $\Sigma/c$ , данное явление может возникать на короткое время и приводить к сложным возмущениям или к формированию магнитных стенок в солнечном ветре (см. **Приложение 2**).

Следует отметить, что в общем случае азимутальное магнитное поле растёт с увеличением  $z$  вдаль от сепаратрис быстрее радиального поля, и степень закручивания спирали будет увеличиваться. По данным наблюдений фотосферы за 1972-1992 годы, магнитное поле в фотосфере имело закрутку в направлении вращения Солнца, с углом наклона порядка 0.6 градусов [Shrauner, Scherrer 1994]. Это естественно потому, что фотосфера на экваторе вращается быстрее, чем на полюсе. Таким образом, найденный эффект, возможно, найдёт косвенные подтверждения в наблюдениях. С другой стороны, из-за чувствительности положения точки разворота спирали ММП к проводимости короны, её трудно локализовать по редким наблюдениям солнечного ветра вдаль от 1 а.е.. Кроме того, возможная длительность эффекта не ясна, поэтому наблюдательные доказательства его существования обнаружить тяжело.



**Рисунок 13.** Пример непаркеровой спирали. Линия магнитного поля (обозначена синим) вблизи ГТС. Зелёным показана сетка расстояний от Солнца в а.е. Ось вращения Солнца и магнитного диполя направлена перпендикулярно плоскости рисунка вверх. Случай соответствует  $\Sigma/c=105$  (см. **Рисунок 11**) [Kislov et al. 2015].

**в) Толщина гелиосферного плазменного слоя**



**Рисунок 14.** Расстояние  $L$  между сепаратрисами как функция радиуса. Kislov et al. 2015.

Поскольку из (56) следует, что при  $z=0$  существуют магнитные линии, соответствующие лишь положительным магнитным потокам, то  $\Phi=0$  отвечает сепаратрисе, график которой приведён на **Рисунке 14**. Расстояние между двумя сепаратрисами можно рассматривать как толщину плазменного слоя около ГТС. **Рисунке 14** видно, что толщина слабо меняется с расстоянием.. Известно, что ГТС имеет толщину менее 10000 км, поэтому, полученные в модели решения описывают не структуру ГТС, а его ближайшего окружения – плазменного слоя.

#### г) Сепаратрисы. Азимутальная компонента плотности тока и радиальная составляющая магнитного поля

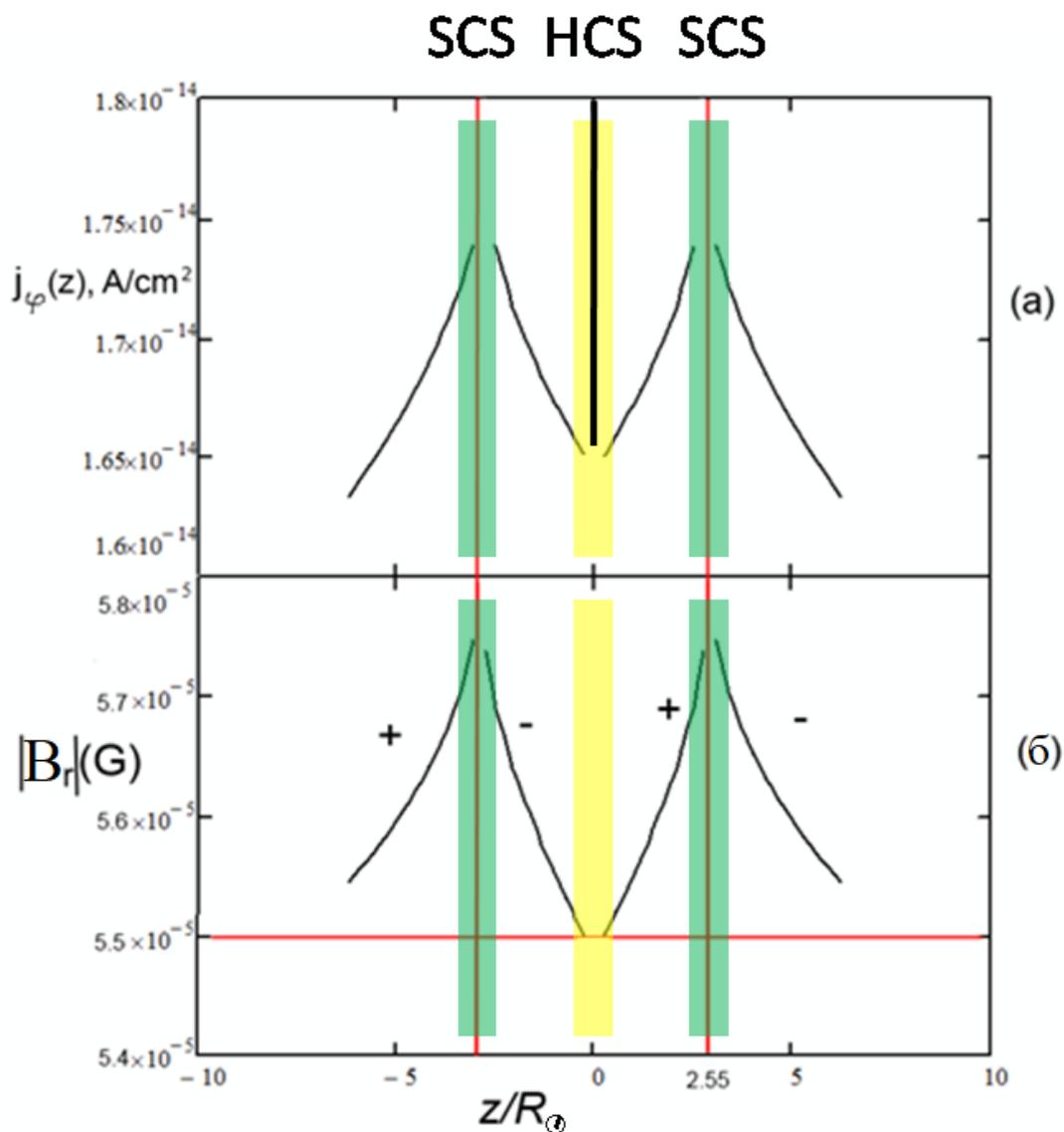
На **Рисунке 15а** представлена зависимость азимутальной плотности тока от  $z$  (координаты, нормальной к токовому слою). Выше сепаратрисы плотность тока быстро спадает, поэтому оправдано высказанное выше предположение о том, что сепаратрису можно считать границей плазменного слоя, определяя таким образом его толщину. Используя **Рисунок 14**, можно оценить величину полного кольцевого тока в плазменном слое:  $J_{ring} \approx j_{\phi} L r \approx 25$  ГА.

На **Рисунке 15б** изображён модуль радиальной компоненты магнитного поля  $B_r$ . Направления магнитного поля следующие: при  $z>0$  выше сепаратрисы – отрицательное, при  $z>0$  ниже сепаратрисы – положительное, при  $z<0$  (знаки проставлены с учётом того, что радиальное поле нечётно). Таким образом, можно обнаружить три скачка магнитного поля: два на сепаратрисах и один – на нейтральной плоскости. Как уже обсуждалось выше, эти скачки связаны с нарушением монотонности. В реальности около сепаратрис и нейтральной плоскости будут формироваться тонкие токовые слои, при описании которых наша модель должна быть значительно видоизменена (см. [Малова и др. 2016; Malova et al. 2017]).

Можно оценить полный азимутальный ток через ГТС при помощи закона Ампера о циркуляции:  $J_{HCS} \approx \frac{c B_r r}{2\pi} \approx 1$  ГА. Таким образом, несмотря на то, что ГПС является более толстым и более “разреженным”, чем ГТС, интегральный ток в азимутальном направлении в ГПС больше, чем в ГТС.

ГТС проявляет себя на **Рисунке 15а** как острый пик плотности тока около  $z=0$ . При этом моделирование внутренней структуры ГТС выходит за рамки построенной модели. Несмотря на то, что толщина ГТС меньше толщины ГПС почти на два порядка, величина полного тока в нём оказывается меньше всего в 25 раз. Следует ожидать, что и плотность тока в ГТС в несколько раз больше, чем в плазменном слое. Действительно, можно оценить линейную плотность тока в ГТС по величинам, приведённым на **Рисунке 15б**:  $i = c B_r / 2\pi = 5 \cdot 10^5$  СГС =  $1.7 \cdot 10^{-4}$  А/см. При

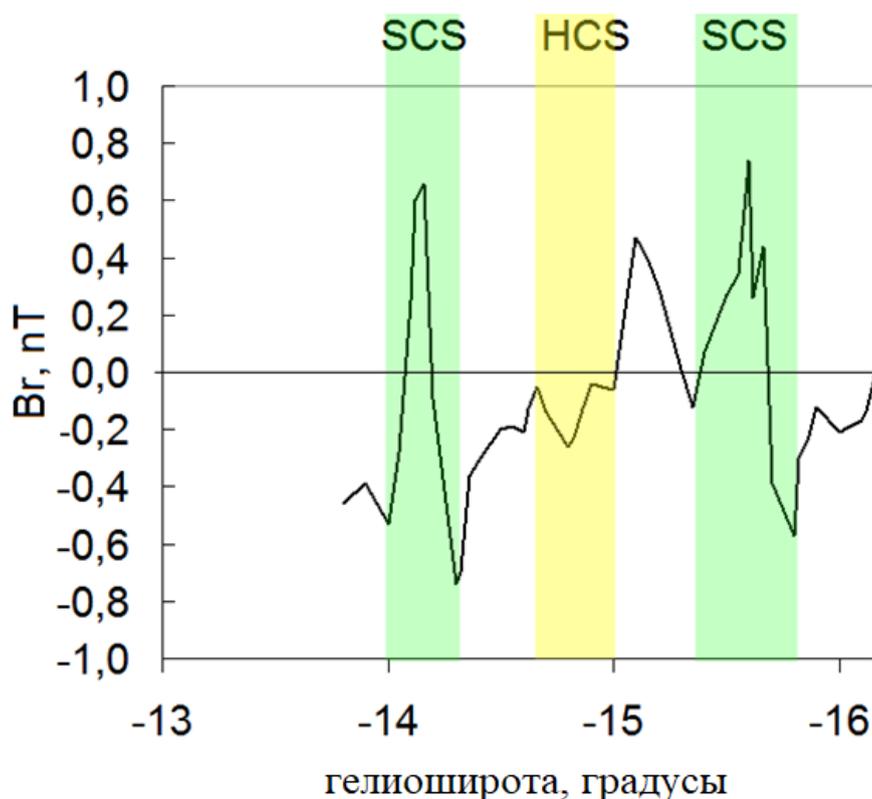
толщине ГТС  $10^3$ - $10^4$  км можно дать оценку плотности тока в ГТС  $5 \cdot 10^{-3}$ - $5 \cdot 10^{-4} CGC = 1.7 \cdot 10^{-12}$ - $1.7 \cdot 10^{-13} A/m^2$ , что больше, чем в ГПС на 1-2 порядка.



**Рисунок 15.** Зависимость плотности тока (а) и модуля радиальной компоненты ММП (б) от координаты, поперечной к токовому слою,  $z$ , на расстоянии 1 а.е. Вертикальными красными линиями обозначены сепаратрисы. Горизонтальная красная линия показывает минимальное значение плотности тока вне ГТС. Жёлтым отмечена область в ближайшей окрестности ГТС, где модель неприменима. Чёрной вертикальной линией на (а) схематично изображён пик плотности тока в ГТС, связанный со скачком магнитного поля. Плюсы и минусы указывают знак магнитного поля. Цветом выделены: SCS – токовые слои на сепаратрисах. HCS – гелиосферный токовый слой. [Kislov et al. 2015].

**Рисунок 16** демонстрирует наблюдательные данные аппарата Ulysses при пересечении ГПС в апогелии (5.3 а.е.). ГТС и ГПС отмечены теми же цветами, что и на **Рисунке 15б**. Из графика видно, что вокруг ГТС расположены дополнительные нейтральные поверхности, которые могут соответствовать сепаратрисным токовым слоям. Внутри ГПС и вблизи сепаратрис полярность ММП отличается, после пересечения сепаратрис она затем восстанавливается. Последнее в модели не задавалось.

Полученные решения с сепаратрисами представляют большую важность для понимания строения ГПС, поскольку они удерживают плазму вблизи ГТС и удерживают её от радиального разлёта (как видно из **Рисунка 14**, толщина слабо зависит от расстояния). Значение ГПС как области замкнутых линий магнитного поля обсуждается в последней части **Приложения 2**. При этом, если области замкнутых и открытых линий ММП существуют, то они будут разделены переходной областью, иными словами, магнитным сепаратором. В модели мощные сепаратрисные токовые слои поддерживают равновесие в системе с неоднородной структурой ММП.

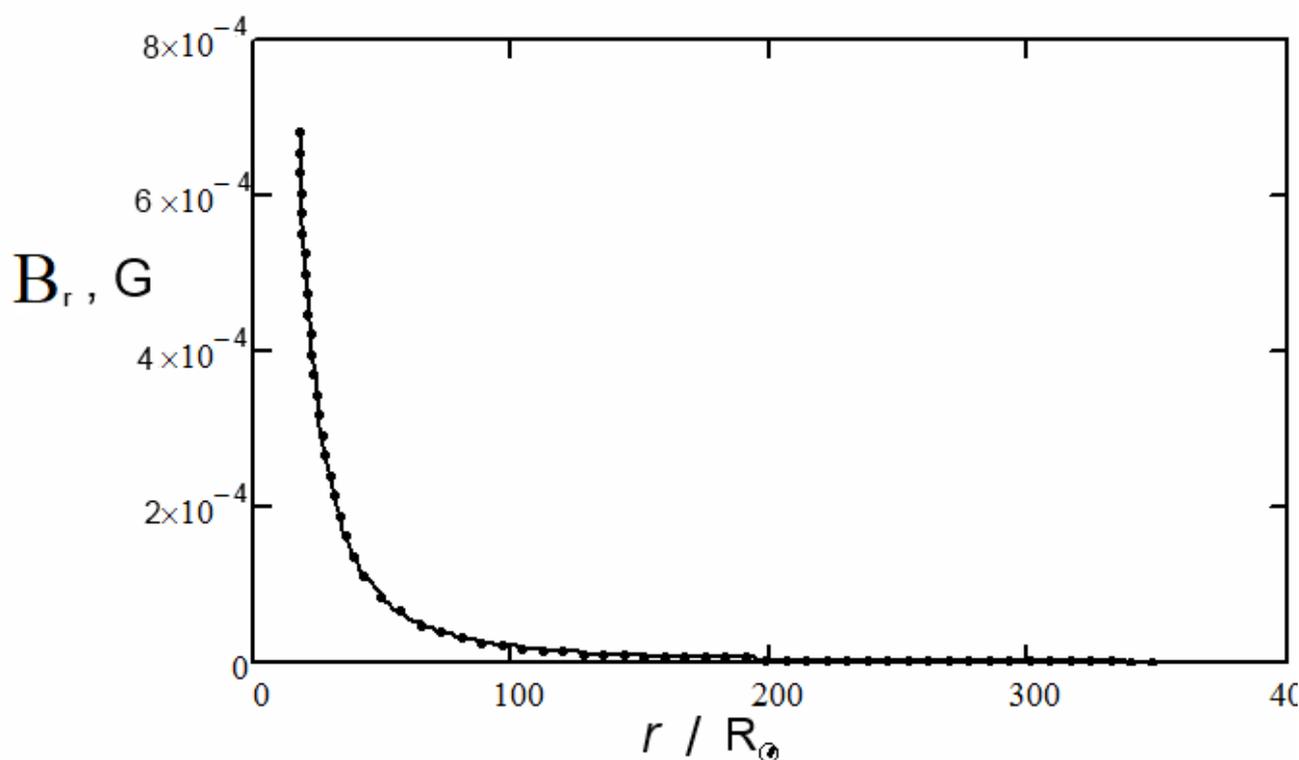


**Рисунок 16.** Радиальная компонента магнитного поля по суточным данным Ulysses. Цветом, аналогично Рисунку 15, выделены: SCS – токовые слои на сепаратрисах. HCS – гелиосферный токовый слой. [Kislov et al. 2015].

д) Радиальная компонента магнитного поля, сопоставление с моделью Паркера [Parker 1958], проблема увеличения потока.

Как видно из **Рисунка 17**, радиальная компонента магнитного поля убывает вдоль сепаратрисы с расстоянием практически квадратично (кривая, соответствующая квадратичному закону спадаения обозначена точками). В связи с этим важно отметить, что полученное решение для  $B_r$  отличается от найденного в модели Паркера [Parker 1958] наличием сепаратрисы и замкнутых магнитных линий. Кроме того, в направлении поперёк линий магнитного поля зависимость от  $r$  будет отличаться от приведённой на **Рисунке 17**.

В завершение сравнения построенной модели с моделью Паркера напомним, что на больших гелиоцентрических расстояниях приближённо  $B_\phi \sim r^{-1}$ . Как следствие, азимутальная компонента плотности тока больше, чем полоидальная на орбите Земли. В то же время, разница между компонентами плотности тока должна уменьшаться с ростом  $r$ , поскольку за орбитой Земли ММП становится сильно закрученным, что способствует увеличению соотношения  $j_z$  и других компонент плотности тока.



**Рисунок 17.** Радиальная компонента магнитного поля вблизи сепаратрисы. Точками показано решение, в котором  $B_r \sim r^{-2}$  в согласии с известной моделью [Parker 1958]. [Kislov et al. 2015].

### е) Угловая скорость

С учётом (21), (26), (62), (63) и предположения №4 запишем в явном виде выражение для массовой плотности момента импульса плазмы:

$$\omega r^2 = \omega_c (20R_\odot)^2 \frac{\Phi}{\Phi_1} + \frac{\rho \omega_c r^2}{4\pi\alpha^2} - \frac{2}{c} \frac{1}{4\pi\alpha} J_1 \left( \frac{\rho r^2 \Phi_1}{(20R_\odot)^2 \rho_1 \Phi} + 1 \right). \quad (65)$$

Из (65) и (55) видно, что в (65) первый член спадает по  $r$  линейно, второй, с учётом (65) – приблизительно константа. Третий может расти. В итоге угловая скорость быстро убывает с расстоянием от Солнца и на орбите Земли уменьшается на 1-2 порядка. Укажем порядок величины множителя перед скобкой в (65):

$$\omega \approx \omega_c \left( \frac{v_a}{v_r} \right)^2, \quad (66)$$

где  $v_a$  – альвеновская скорость. В солнечном ветре и в ГТС она на порядок меньше радиальной скорости, поэтому за орбитой Марса  $\omega \approx 0.01\omega_c$ . Обнаруженная малая величина угловой скорости важна, потому что солнечный ветер практически не коротирует с Солнцем, как ранее было показано [Pizzo et al. 1983]. Действительно, по наблюдениям  $v_\varphi \approx 20$  км/с, а  $\omega_c \cdot (1 \text{ а.е.}) \approx 400$  км/с. Из (66) следует, что уже на орбите Земли никакой коротации нет (хотя плотность момента импульса (65) остаётся значительной и, согласно (21), малая угловая скорость продолжает влиять на структуру плазменного слоя).

Таким образом, построена модель, непротиворечиво описывающая основные свойства структуры ГТС-ГПС в гелиосфере. В **Приложении 2** обсуждаются вопросы применимости построенной модели, а также отдельно дискутируются последствия возможного разворота спирали ММП в анти-паркеровскую.

Из данной главы на защиту выносятся следующее положение:

- Результаты моделирования показали, что гелиосферный плазменный слой может быть ограничен магнитными сепаратрисами, разделяющими открытые и замкнутые линии межпланетного магнитного поля; на сепаратрисах могут располагаться нейтральные поверхности магнитного поля и токовые слои. Построенная модель качественно согласуется с наблюдениями.

### ГЛАВА 3

#### Решение задачи II. Стационарные токовые слои солнечного происхождения в гелиосфере

В данной главе в рамках решения **Задачи II** представлена стационарная осесимметричная МГД-модель токовых слоёв в гелиосфере. Модель описывает гелиосферу с несколькими стационарными ТС, которые являются продолжениями нейтральных линий вблизи Солнца, обусловленных дипольно-мультипольным магнитным полем Солнца (МПС). Целью моделирования является качественное описание возможных плазменных равновесий для токовых слоёв при различных осесимметричных комбинациях дипольной, квадрупольной и октупольной гармоник магнитного поля Солнца. Исследуются пространственная локализация, число токовых слоёв и соответствующие распределения магнитоплазменных величин в гелиосфере. Подзадачей является исследование потенциальной возможности сосуществования нескольких крупномасштабных стационарных токовых слоёв не только на Солнце, но и в солнечном ветре.

#### 3.1. Количество нейтральных линий дипольного, квадрупольного, октупольного и смешанного магнитных полей Солнца

Ещё до построения модели следует показать, что существование нескольких нейтральных линий МПС возможно. Зададим произвольную сферу вокруг Солнца и осесимметричную зависимость магнитного потока от широты. В случае смешанных магнитных потоков диполя, квадруполя и октуполя нейтральных линий может быть больше одной. Если учитывать, что все неоднородности магнитного поля Солнца вытягиваются в гелиосферу, то соответствующих токовых слоёв будет столько же.

##### а) Нейтральные линии в случае смешанного дипольного-квадрупольного МПС

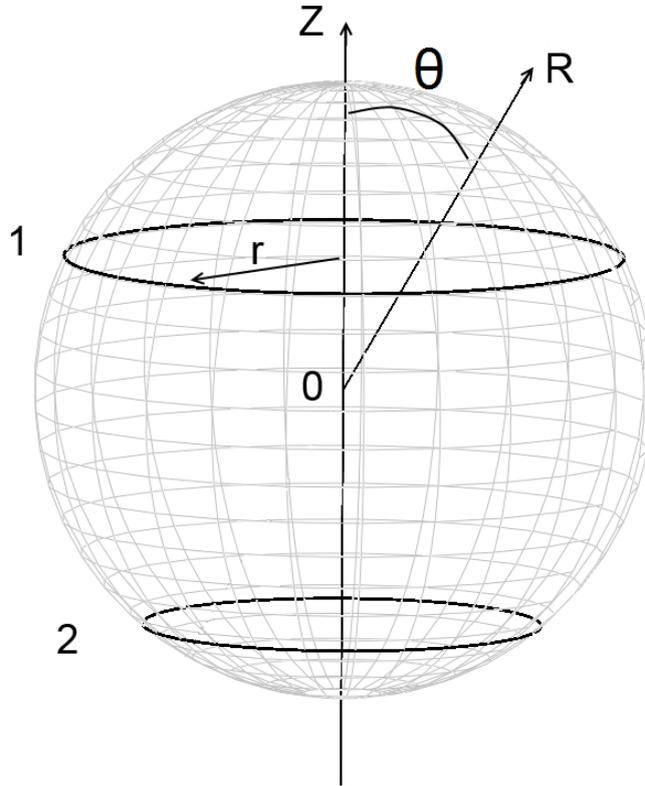
Магнитное поле Солнца для простоты будет считаться осесимметричным. Ниже будет использоваться цилиндрическая система координат  $(r, \varphi, z)$  с началом в центре Солнца и осью  $z$  вдоль оси симметрии магнитного поля.

Две из трёх компонент магнитного поля выражены через производные магнитного потока  $\Phi$  (см. уравнения (9) и (10)):

$$B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad (9)$$

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r}. \quad (10)$$

Рассмотрим произвольную сферу вокруг Солнца (см. **Рисунок 18**).



**Рисунок 18.** Иллюстрация одного из вариантов положения нейтральных линий магнитного поля на некоторой сфере вокруг Солнца в используемой системе координат. 0 - начало координат, 1 – смещённая нейтральная линия ГТС, 2 – нейтральная линия второго ТС. При построении нейтральных линий взят дипольно-квадрупольный магнитный поток (см.ниже в тексте) с параметром  $\varepsilon=2$ . Отмечены цилиндрический радиус  $r$  (на примере одной из точек нейтральной линии), сферический радиус  $R$ , ось  $z$  и полярный угол  $\theta$ .

Пусть  $\theta$  – угол между полюсом и заданным направлением. Пусть в центре сферы имеется источник магнитного поля, состоящего из магнитных полей диполя, параллельного оси  $z$ , и квадрупольного (дипольно-квадрупольное МПС). У квадрупольного МПС тензор квадрупольного момента задан диагональным в выбранной системе координат. Магнитный поток на сфере между северным полюсом и выбранным направлением с углом  $\theta$  равен

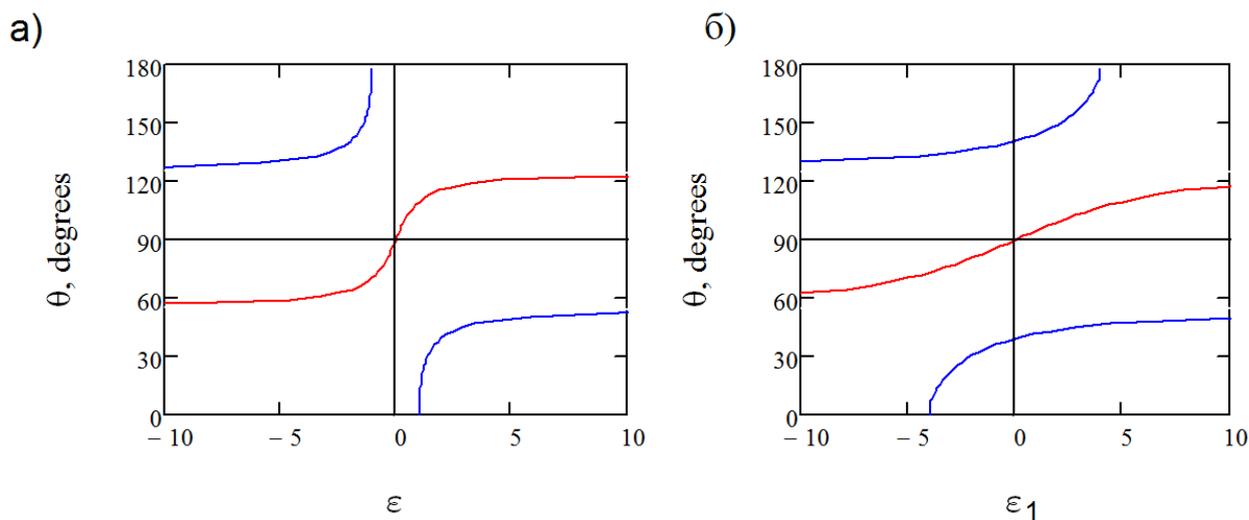
$$\Phi_b = \Phi_1 \sin^2 \theta (1 + \varepsilon \cos \theta), \quad (67)$$

где  $\Phi_1 \sin^2 \theta$  - вклад в магнитный поток дипольной составляющей МПС,  $\varepsilon \Phi_1 \sin^2 \theta \cos \theta$  - вклад квадрупольной составляющей МПС,  $\Phi_1 = \mu/R_0$ ,  $\mu$  - дипольный магнитный момент Солнца,  $R_0$  - радиус сферы,  $\varepsilon$  - относительный вклад квадрупольной составляющей МПС в магнитный, назовём его квадрупольность (quadrupolarity). Выбранное квадрупольное МПС имеет ось симметрии, совпадающую с осью диполя. Обратим внимание на следующее: положение нейтральной линии ММП определяется экстремумом по углу  $\theta$  магнитного потока. Экстремумы  $\Phi$  в (67) имеют вид:

$$\cos \theta = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + 3\varepsilon^2}}{3\varepsilon}. \quad (68)$$

Нейтральные поверхности и соответствующие им токовые слои, определяемые (68), имеют вид конусов с углом раствора  $2\theta$ . При  $\varepsilon \rightarrow 0$ , т.е. в пределе дипольного МПС, существует только один экстремум - на экваторе ( $\cos \theta = 0$ ). Он при продолжении в гелиосферу соответствует единственному ГТС, существование которого следует из модели Паркера [Parker 1958]. Увеличение параметра  $\varepsilon$  приводит к наклону нейтральной поверхности к северу, а уменьшение - к югу. При  $\varepsilon=1$  на южном полюсе возникает второй экстремум (случай сильного диполя). С ростом  $\varepsilon$  его положение будет смещаться к экватору. В пределе  $\varepsilon \rightarrow \infty$  (случай чистого квадруполя) начальный экстремум достигнет угла  $\cos \theta = 1/\sqrt{3}$ , т.е.  $\theta=55^\circ$ , а новый приблизится к экватору до  $\cos \theta = 1/\sqrt{3}$ . При большом отрицательном  $\varepsilon$  всё будет зеркально симметрично относительно экватора.

**Рисунок 19а** наглядно показывает зависимость (68). На нём по вертикали - угол  $\theta/\pi$ , по горизонтали -  $\varepsilon$ . Красная кривая - зависимость (68) со знаком плюс, синие кривые - зависимость (68) со знаком минус, видно, что решения для этого случая существуют не всегда. Для их существования требуется  $|\varepsilon| > 1$ . Эти решения соответствуют дополнительной высокоширотной нейтральной линии. Различные значения параметра  $\varepsilon$  могут соответствовать различным фазам солнечной активности, т.к. при переполусовке на Солнце соотношение дипольного и квадрупольного магнитных полей меняется [Wang 2014; Obridko, Shelting 2008; Obridko et al. 2012]. Заметим, что при  $\varepsilon \rightarrow 0$  получается случай чистого дипольного МПС, соответствующий минимуму солнечной активности, а  $\varepsilon \rightarrow \infty$  описывает осесимметричное МПС в период переполусовки.



**Рисунок 19.** Зависимость положения нейтральной линии  $\theta$  от  $\epsilon$  и  $\epsilon_1$  согласно (68) и (72) соответственно. (а) соответствует экстремумам (68). Красная кривая соответствует знаку "+" в (68), синие кривые - знаку "-" в (68); (б) показывает экстремумы (72). Красная кривая отвечает низкоширотному ГТС, синие кривые – высокоширотным СТС. Углы  $\theta > 90^\circ$  соответствуют южной полусфере (верхняя часть графика). [Kislov et al. 2019].

### б) Нейтральные линии в случае смешанных дипольно-октупольных или квадрупольно-октупольных магнитных полей Солнца

Выше показано, что в случае смешанного дипольно-квадрупольного МПС может быть одна или две нейтральных линии, причём, ни одна из них не будет на экваторе и при сильном нарушении симметрии север-юг вряд ли будет соответствовать ГТС, который виден на нижних широтах всегда. Поэтому имеет смысл учесть октупольную гармонику МПС, которая, как видно ниже, гарантирует существование низкоширотного токового слоя. Анализ данных наблюдений показывают, что хотя ГТС при изменении условий на Солнце и в гелиосфере может расслаиваться (см. **Рисунок 1** введения), он всегда восстанавливает свою невозмущённую гладкую и немного волнистую форму [Khabarova et al. 2015a, b, 2016; Kislov et al. 2019; Malandraki et al. 2019]. Это означает, что (а) форма магнитного экватора на Солнце не полностью определяет форму и положение ГТС в гелиосфере, хотя гелиоэкватор иногда достигает высоких широт, (б) наличие ГТС на низких широтах не означает отсутствие других крупномасштабных СТС на высоких широтах. Задача о моделировании течения плазмы в короне с учётом октупольной гармоники МПС решалась ранее [Gibson et al. 1996], однако **самосогласованных** моделей солнечного ветра с учётом смешанных октупольной и других гармоник МПС ранее не было.

Рассмотрим смесь (i) дипольного и октупольного МПС, (ii) квадрупольного и октупольного МПС.

(i) В согласии с определением (9, 10), магнитный поток через сферу вокруг Солнца будет иметь вид:

$$\Phi_b = \Phi_2 \sin^2 \theta (5 \cos^2 \theta - 1 + d), \quad (69)$$

где  $d$  – относительный вклад диполя в полный магнитный поток, назовём его “дипольность”. Константа  $\Phi_2$  определяется, как и в (67), нормировкой на полный магнитный поток Солнца через северную полусферу. По  $\theta$  поток (69) имеет не более трёх экстремумов, соответствующих нейтральным линиям:

$$\theta = \pi / 2; \quad \frac{1}{2} \arccos\left(\frac{1-d}{5}\right); \quad \pi - \frac{1}{2} \arccos\left(\frac{1-d}{5}\right). \quad (70)$$

Из (70) видно, что лежащие вне экватора нейтральные линии на Солнце будут возникать при не очень сильном магнитном диполе:  $|d| < 5$ . Также можно заметить, что нейтральные линии симметричны относительно экватора. При  $d$ , не лежащим внутри интервала  $-4 < d < 6$  имеется только экваториальная нейтральная линия, как в случае только дипольного МПС. При  $d = -4$  на полюсах появятся две дополнительных нейтральных линии. При увеличении значений  $d$  они начнут опускаться к экватору, сохраняя симметрию север-юг, пока при  $d = 6$  не сольются с экваториальной нейтральной линией.

Таким образом, в случае смешанных дипольного и октупольного МПС может быть одна или три нейтральных линии, причём сохраняется симметрия север-юг.

(ii) Рассмотрим квадрупольно-октупольное МПС без дипольной составляющей. Для неё магнитный поток на сфере вокруг Солнца будет иметь вид:

$$\Phi_b = \Phi_3 \sin^2 (5 \cos^2 \theta - 1 + \varepsilon_1 \cos \theta), \quad (71)$$

где  $\varepsilon_1$  – относительный вклад квадрупольного в магнитный поток для этого случая, – нормировочный множитель, определяемый полным магнитным потоком Солнца через северную полусферу. Экстремумы по  $\theta$  выражения (71) дают положения нейтральных линий на Солнце (или граничной сфере вокруг него), которые могут быть найдены из уравнения (72):

$$20 \cos^3 \theta + 3\varepsilon_1 \cos^2 \theta - 12 \cos \theta - \varepsilon_1 = 0. \quad (72)$$

Аналитически уравнение (72) может быть решено только относительно  $\varepsilon_l$ . Кривые, описывающие положения нейтральных линий в (72) при различных  $\varepsilon_l$  изображены на **Рисунке 196**. Можно заметить, что квадрупольная составляющая МПС нарушает симметрию север-юг. Вообще говоря, для нарушения этой симметрии необходимы смеси чётных и нечётных членов мультипольного разложения МПС. Применительно к смеси дипольного и квадрупольного МПС данный эффект ранее обсуждался в литературе [Bravo, Gonzalez-Esparza 2000; Usmanov, Goldstein 2013].

Из поведения и расположения кривых на **Рисунке 196**, описывающих множество решений уравнения (72) при различных значениях параметра  $\varepsilon_l$ , следует, что (72) может иметь два или три решения. При  $\varepsilon_l=0$ , одна из нейтральных линий расположена на экваторе и соответствует ГТС (красная кривая в нуле), две других расположены симметрично на средних широтах (синяя кривая в нуле). Если  $\varepsilon_l$  увеличивается, ГТС смещается к южному полюсу, достигая  $-35^\circ$  по широте (полярный угол  $\theta = 125^\circ$ , красная кривая). Неэкваториальные нейтральные линии (синие) смещаются с ростом  $\varepsilon_l$  в том же направлении. Когда при  $\varepsilon_l=4$  одна из линий достигает южного полюса (верхняя синяя кривая на **Рисунке 196** достигает  $180^\circ$ ), она исчезает. Если  $\varepsilon_l$  становится меньше 0, увеличиваясь по модулю, направление движения нейтральных линий противоположное, а один из дополнительных токовых слоёв исчезает на северном полюсе.

Итак, в случае смешанных квадрупольного и октупольного МПС может быть два или три токовых слоя. Кроме того, несмотря на нарушение симметрии север-юг, в этом случае ГТС не будет удаляться от экватора значительно. Поскольку высшие гармоники МПС никогда полностью не исчезают [Obridko, Shelting 2008; Obridko et. al. 2012; Wang 2014], это может позволить описать не только ГТС вблизи экватора для любой фазы солнечной активности, но и одновременно СТС на высоких широтах.

### 3.2. МГД-модель и выбор функций магнитного потока

#### а) Отличия модели ГПС от модели стационарных токовых слоёв

Данная МГД-модель использует похожие основные предположения, что и в предыдущей главе, которые мы нумеруем, продолжая нумерацию предположений Главы 1:

7. Силу тяжести можно не учитывать.
8. Токовые слои представляют собой тонкие плазменные листы, имеющие конусообразную или дискообразную форму.

9. Течение плазмы изотермическое.
10. Солнечный ветер – сверхтепловой и сверхальфвеновский.
11. В токовых слоях все компоненты ММП обращаются в ноль.
12. Учитывается униполярный эффект на Солнце (но не так, как в главе 2)

Основные уравнения и список функций магнитного потока почти совпадают: (18, 20, 22, 27, 28, 40, 45, 48, 49). Отличие в том, что не предполагается  $b=0$  и поэтому вместо (50) используется более общее выражение (49). Функции магнитного потока:  $\Omega$ ,  $U$ ,  $b$ ,  $\alpha$ . Также потребуется выбрать  $\Phi_0(r)$  и  $\rho_0(r)$ . Отличие от предыдущей главы диссертации заключается в том, что основная задача – исследование числа и положений токовых слоёв в гелиосфере. Поэтому здесь не учитываются необычные с точки зрения классических представлений [Parker 1958, 1965] эффекты: замкнутые линии ММП, сепаратрисы и токовая система в солнечной короне и фотосфере.

Основное внимание в построении данной модели сфокусировано на различных видах МПС. Как следствие существования нескольких нейтральных линий МПС вблизи Солнца, функцию  $\Phi_0(r)$  в общем случае нужно задавать вдоль каждой нейтральной поверхности ТС и на экваторе, причём форма этих токовых слоёв заранее не известна. Число областей, где может потребоваться задать  $\Phi_0(r)$ , определяется числом экстремумов  $\mathcal{G}(\Phi)$  (см. (40) и ограничения общего метода там же). Если  $\Phi_0(r)$  постоянна вдоль каждой нейтральной поверхности, то они окажутся поверхностями вращения определённых линий магнитного поля. Если при этом задать  $\Phi_0(r)=const$  на экваторе, то нейтральные поверхности стационарных ТС его не пересекут и, таким образом, все линии ММП в гелиосфере окажутся открытыми.

В данной модели линии ММП, соответствующие  $\Phi=0$ , могут располагаться не только вблизи полюсов. В этой главе речь идёт о стационарных токовых слоях, которые расположены далеко друг от друга (угол между ними может превышать  $90^\circ$ ), а поверхность  $\Phi=0$  лежит вдали от токовых слоёв при рассматриваемых параметрах. Сами сепаратрисы не являются предметом исследования. В результате уточнение о смысле  $\Phi=0$  здесь не требуется, однако следует указывать, где расположена соответствующая поверхность. Оценки положения  $\Phi=0$  будут приведены в **Приложении 3**.

Далее поясняется выбор функций магнитного потока и следующие из этого параметры модели. В ней пять параметров:  $\rho_{sph}$  – плотность плазмы на экваторе граничной сферы,  $v_T$  – тепловая скорость плазмы,  $M$  – полный поток массы с Солнца,  $\Phi_0$  – полный магнитный через

северное полушарие граничной сферы,  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon_1$ , или  $d$  характеризуют вклад в МПС квадрупольной или октупольной составляющей в различных случаях (см. формулы 67, 69, 71).

### б) Выбор функций магнитного потока

Здесь мы обсуждаем предположения, исходя из которых были выбраны функции магнитного потока  $\Omega$ ,  $U$ ,  $b$ ,  $\alpha$ . Граничная поверхность представляет собой сферу радиусом  $20 R_\odot$ . На ней, по предположению, широтные распределения плазменных параметров такие же, как в Солнечной короне. Положение граничной сферы выбрано достаточно далеко от Солнца, чтобы не пришлось пересекать альфвеновскую поверхность. В целом все дополнительные функции на граничной сфере задаются похожими на те, что были выбраны в предыдущей главе, отличия поясняются.

В различных случаях рассматривается магнитный поток на граничной сфере в форме (67), (69) или (71). При этом  $5 \cdot 10^{21}$  Мх – величина  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$ , или  $\Phi_3$ .

Концентрация задаётся похожей на выбранную в предыдущей главе (51):

$$n_1(\theta) = 500(1 - 0.34 \cos \theta), \text{ см}^{-3}. \quad (73)$$

Выражение (73) качественно согласуется с (51), но является более удобным. Выражение для концентрации на экваторе согласовано с (73) и (52):

$$n_0(r) = 500 \left( \frac{20R_\odot}{r} \right)^2, \text{ см}^{-3}. \quad (74)$$

Функция  $\alpha$  может быть найдена по формуле из предыдущей главы:

$$\alpha = \frac{\dot{M}}{2} \frac{\sin \theta}{\partial \Phi_b / \partial \theta}, \quad (75)$$

где  $\Phi_b$  определяется с помощью (67), (69) или (71). Поток массы через всю граничную сферу в данной модели равен  $\dot{M} = 7 \cdot 10^{11}$  г/с [Hundhausen 1997]. Отметим, что выбранный поток массы в два раза меньше, чем в [Kislov et al. 2015] и в предыдущей главе. Скорость солнечного ветра может быть найдена как

$$v_r = \frac{\dot{M}}{4\pi\rho_1(\theta)(20R_\odot)^2}. \quad (76)$$

Угловая скорость фотосферы описывается выражением (57) из предыдущей главы:

$$\omega_p = \omega_0 \left(1 + 0.15 \sin^2 \theta (1 + 0.15 \sin^2 \theta)\right), \quad (57)$$

где  $\omega_0 \approx 2.5 \cdot 10^{-6}$  рад/с. Угловая скорость короны считается на всех широтах одинаковой и равной  $\omega_c \approx 1.131 \omega_0$  [Owens et al. 2011]. Электрический потенциал на граничной сфере задаётся более простым чем в предыдущей главе способом:

$$\Psi = \int_0^\Phi \frac{\omega_p(\Phi')}{c} d\Phi'. \quad (77)$$

Простота (77) заключается в том, что учитывается только электрический потенциал, образованный вращением фотосферы как идеальной проводящей сферы. При этом в выражениях (21) и (26), которые позволяют найти азимутальные компоненты скорости и магнитного поля в гелиосфере при определении функций  $b$  и  $\Omega$ , учитывается, что корона вращается с постоянной угловой скоростью  $\omega_c$ . По предположению, на фотосфере азимутальное магнитное поле равно нулю. Тогда (57) определяет функцию  $\Omega$ . В результате можно найти  $b$ :

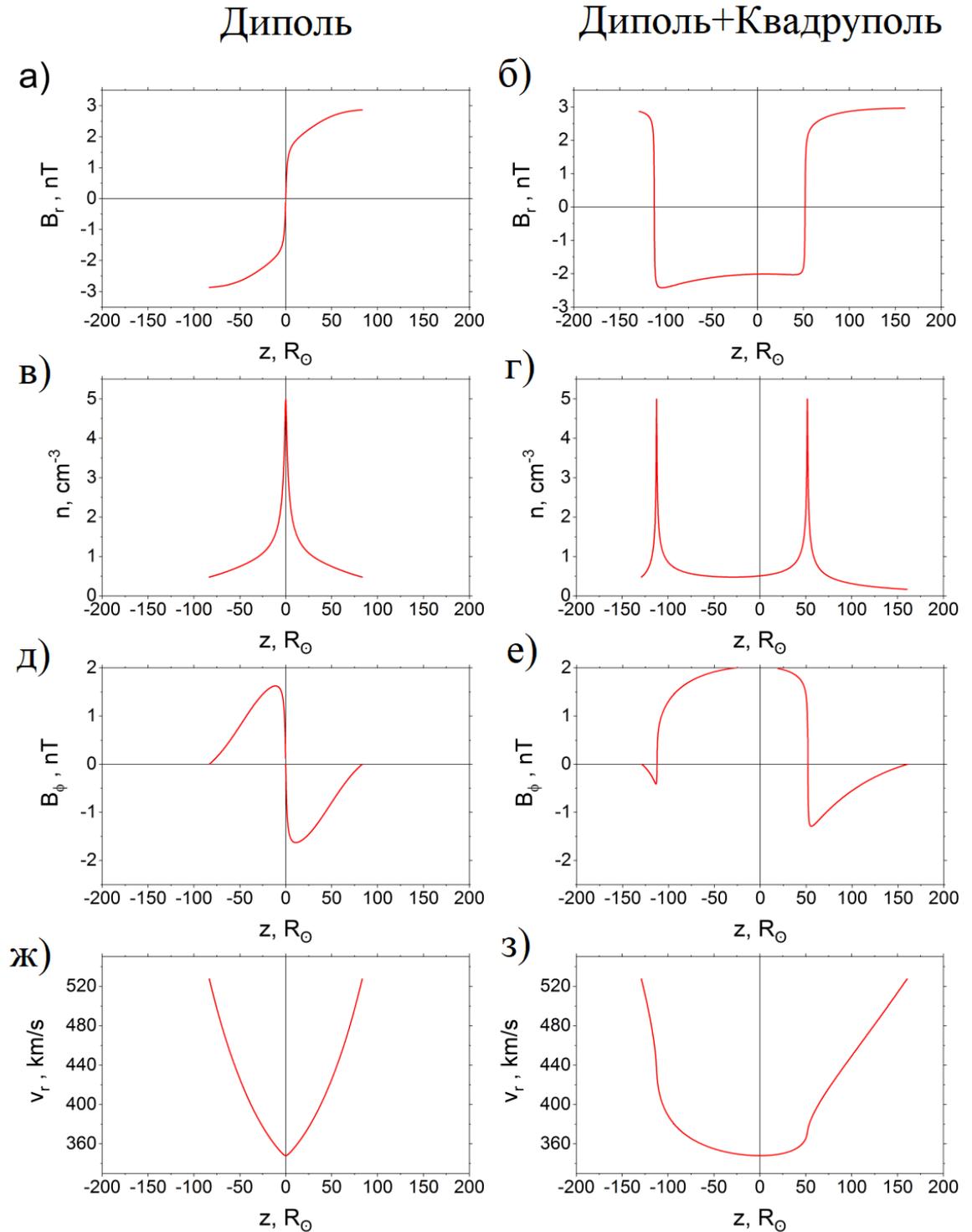
$$b = \left(4\pi\alpha\omega_c - \frac{\rho_1}{\alpha}(\omega_c - \omega(\theta))\right) (20R_\odot)^2 \sin^2 \theta \quad (78)$$

Смысл (78) в том, что граничной сфере есть азимутальное магнитное поле. Электрический потенциал на ней совпадает с потенциалом на фотосфере с той разницей, что не все линии магнитного поля могут дотянуться от фотосферы до границ короны. Утверждение можно проверить, устремив в (62) высотно-интегрированную проводимость к бесконечности и получив  $\Psi = \Psi_p(\Phi)$ .

### 3.3. Результаты моделирования

#### а) Решения для случая смешанных дипольного и квадрупольного магнитных полей Солнца

На **Рисунках 20-23** приведены решения, полученные согласно модели вблизи орбиты Земли. На **Рисунке 20** показаны зависимости ключевых параметров плазмы и магнитного поля от  $z$  на 1 а.е. для случаев дипольного МПС (левая панель) и смешанных дипольного и квадрупольного МПС (правая панель). Соответственно, на **Рисунке 20а** дано решение для радиальной компоненты ММП для дипольного случая, а на **Рисунке 20б** – для дипольно-квадрупольного.



**Рисунок 20.** Меридиональные профили на 1 AU для радиальной компоненты ММП (а, б), концентрации (в, г), азимутальной составляющей ММП (д, е) и радиальной компоненты скорости солнечного ветра (ж, з) для случаев чистого дипольного МПС (рисунки левой панели) и для смешанного дипольно-квадрупольного МПС при  $\epsilon=2$  (рисунки правой панели). [Kislov et al. 2019].

Далее, таким же образом, показаны плотность плазмы (с, d), азимутальная компонента ММП (е, f) и радиальная компонента скорости плазмы (g, h).

В дипольном случае решения ожидаемо имеют симметрию север-юг и описывают типичный токовый слой с нейтральной поверхностью при  $z=0$ . В случае существенной квадрупольной добавки к МПС, описываемой параметром  $\epsilon$ , нейтральных поверхностей будет уже две, причём они будут несимметричны относительно экватора. Причём, на **Рисунке 20b** ни одна из них не лежит вблизи экватора, хотя та поверхность, что расположена ближе к  $z=0$ , может быть интерпретирована как смещённый ГТС. Пики плотности на **Рисунке 20в** и **г** соответствуют положениям стационарных токовых слоёв и определяются поведением радиальной компоненты ММП.

В дипольно-квадрупольном случае видны резкие пики плотности (концентрации) в областях нулей  $B_r$  (см. **Рисунок 20б** и **г**). Нули азимутальной и радиальной составляющих ММП совпадают (ср. **Рисунок 20а, б** и **д, е**). Это есть следствие того, что значительная часть  $B_\phi$  образуется за счёт закручивания изначально радиального магнитного поля вблизи Солнца. Оно таким обычно предполагается, начиная с [Parker 1958]. Также по наблюдениям удаётся измерить лишь МПС вдоль луча зрения, а существование азимутальной компоненты остаётся недоказанным. Как было показано в предыдущей главе диссертации (см. также [Pisanko 1997; Kislov et al. 2015]), из-за униполярного эффекта на Солнце азимутальное МП может возникать вблизи Солнца и оно также может существенно отличаться от предсказанного моделью Паркера (1958).

Решения для скорости на **Рисунке 20ж, з**, в сущности, являются проекциями её широтного распределения вблизи Солнца вдоль линий магнитного поля на 1 а.е. (см. 45). При выборе этого распределения использовалось представление о разделении солнечного ветра на высокоширотный быстрый и низкоширотный медленный. Учитывалась характерная для диполя симметрия «север-юг», что отразилось и на решении (см. **Рисунок 20ж**). Как видно из предыдущего раздела, данная картина, при условии независимости от направления плотности потока вещества вблизи Солнца, соответствует высокой плотности плазмы на низких гелиоширотах, и низкой – на высоких.

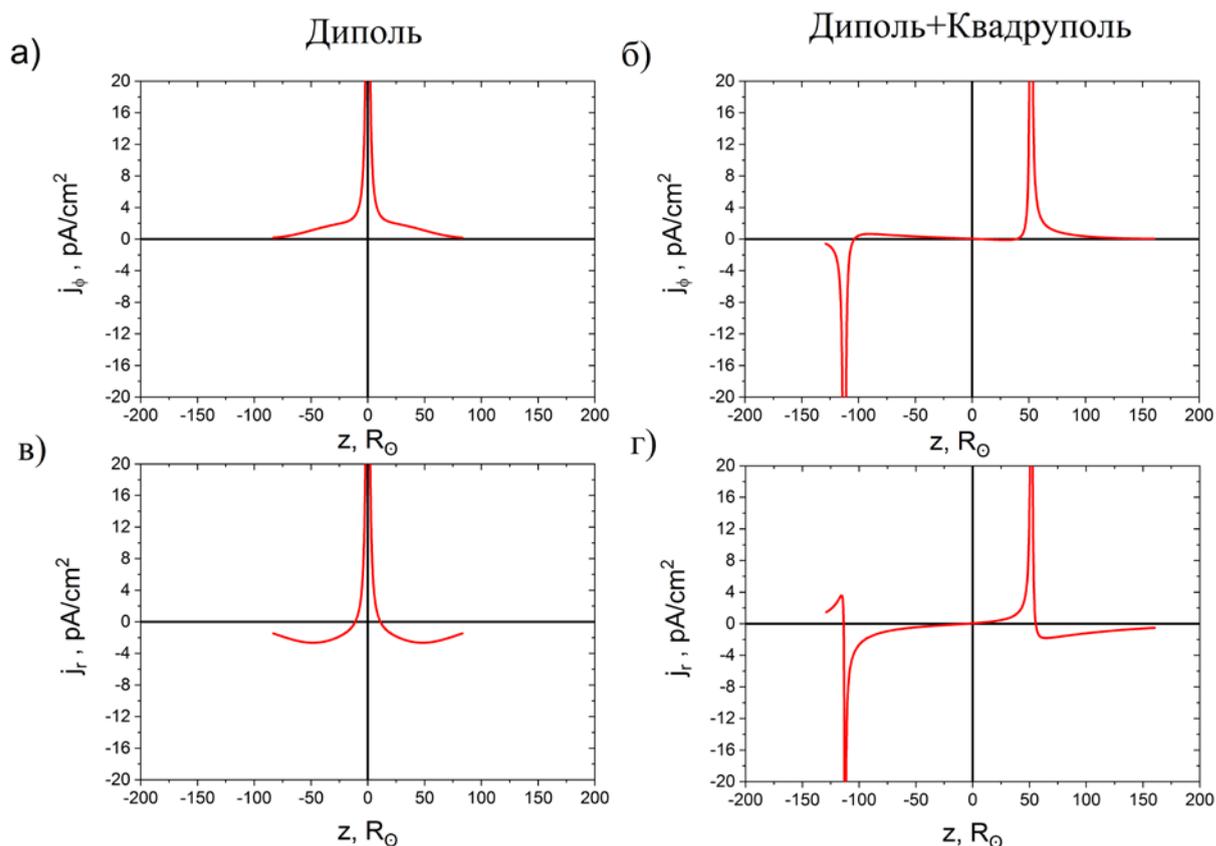
При наличии квадрупольной компоненты МПС решение для скорости становится несимметричным относительно  $z=0$  (**Рисунке 20з**). Стоит отметить, что газодинамическое давление в солнечном ветре преобладает над тепловым и магнитным. Из-за этого смысл решения (45) заключается в том, что скорость влияет на магнитное поле, а сам профиль скорости слабо зависит от того, где расположены токовые слои и сколько их. Сам профиль

скорости является стандартным и соответствует наблюдениям, в частности [Котова et al. 1987]. В упомянутой работе сделан вывод о том, что минимум скорости приходится на токовый слой. В представленной в данном разделе модели при задании недипольного МПС условия на концентрацию и скорость вблизи Солнца не меняются – они остаются такими же, как и при полностью дипольном МПС, поэтому минимум скорости солнечного ветра оказывается вне токовых слоёв. В реальности они могут “подстраиваться” под неоднородности в широтном распределении магнитного поля вблизи Солнца. Но данная модель предназначена не для описания конкретного случая, а для а) описания картины в целом и б) выяснения физических причин, приводящих к тем или иным особенностям в пространственных распределениях параметров плазмы и ММП.

Руководствуясь подходом б) можно видеть: даже при граничных условиях, в которых плотность и скорость плазмы никак не связаны с положением нулевых линий магнитного поля, профиль решения для скорости смещается в ту же сторону, что и ГТС при нарушении симметрии север-юг. Если задать дополнительные неоднородности (дополнительные минимумы) скорости на нейтральных линиях, они в силу уравнения (45) спроецируются в гелиосферу и могут объяснить особенности зависимости скорости солнечного ветра от расстояния (что было выполнено в работе [Хабарова и др. 2018]). Таким образом, приведённые результаты для скорости в целом описывают свойства скорости солнечного ветра и могут быть модифицированы для описания конкретного случая (см. подробнее [Хабарова и др. 2018]). Задача же поиска оптимальных граничных условий сводится к детальному теоретическому исследованию солнечной короны и в диссертации не рассматривается.

Азимутальная (**Рисунок 21а, б**) и радиальная (**Рисунок 21в, г**) компоненты плотности тока, как и величины, изображённые на **Рисунке 20**, имеют экстремумы там же, где расположены пики плотности и нули магнитного поля. Это доказывает утверждение о том, что нейтральным линиям МПС и их продолжениям в гелиосферу действительно соответствуют крупномасштабные токовые слои. В простейшем дипольном случае (**Рисунок 21а, в**) имеется один токовый слой. В смешанном дипольно-квадрупольном случае их становится два (**Рисунок 21б, г**). Причём знак плотности тока в двух токовых слоях оказывается противоположным. Это означает, что токовые слои имеют тенденцию отталкиваться и никогда не сольются в один.

Стоит отметить, что в данной модели величина плотности тока вблизи нейтральной поверхности завышена, что является следствием неприменимости МГД модели для описания внутренней структуры тонкого токового слоя. Формально в модели массовая нагруженность  $\alpha$  стремится к бесконечности вблизи нулей поля  $B_r$  и меняет при переходе через них знак.

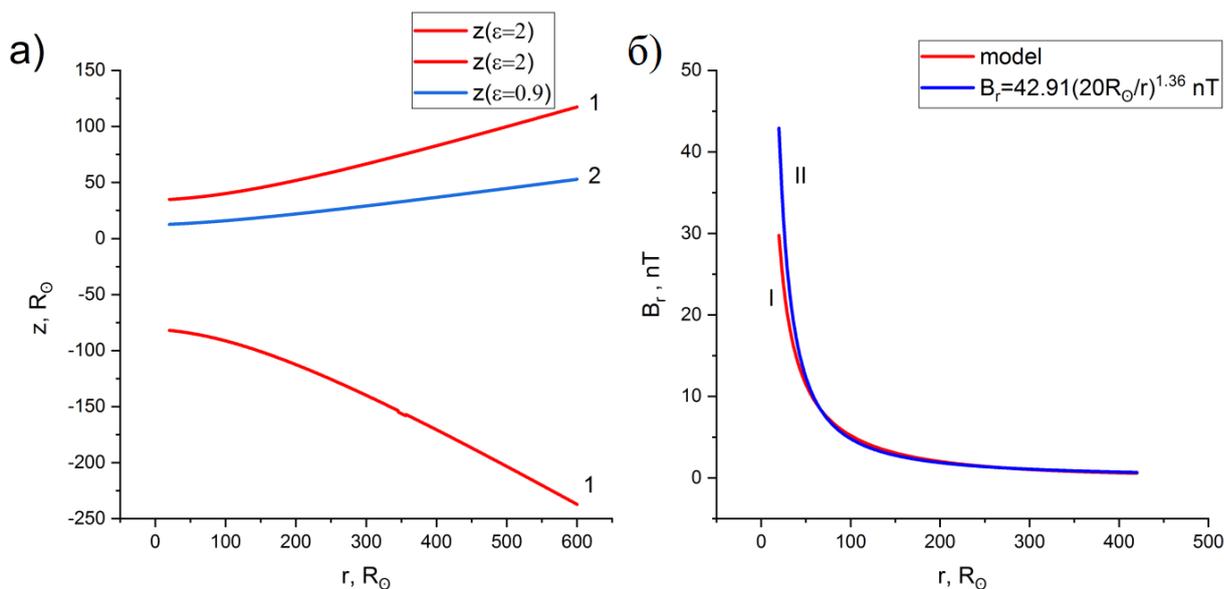


**Рисунок 21.** Меридиональные профили на 1 AU азимутальной компоненты плотности тока (a,b) и радиальной компоненты плотности тока (c,d) в случае чисто дипольного МПС (левая панель) и смешанного дипольно-квадрупольного МПС с параметром  $\epsilon=2$  (правая панель). [Kislov et al. 2019].

Следующий важный момент – при смешении дипольного и квадрупольного МПС любой величины нарушается симметрия север-юг в системе (**Рисунок 22**). Положение токовых слоёв показано на **Рисунке 22а**, и радиальная зависимость  $B_r$  – на **Рисунке 22б**. Два токовых слоя на **Рисунке 22а**, помеченных “1”, возникают при сильном квадрупольном МПС. Представленные решения получены при  $\epsilon=2$ . При  $\epsilon<1$ , например, при  $\epsilon=0.9$ , дополнительная нейтральная линия вблизи Солнца не образуется, в гелиосфере возникает только один стационарный ТС, соответствующий ГТС, но нарушается симметрия север-юг. Отметим, что кривые 1 и 2 нерадиальны вблизи Солнца, на расстояниях менее 0.5 а.е. при любых  $\epsilon$ . В то же время **Рисунке 22а** линии становятся прямыми вдали от Солнца, хотя в общем случае касательные к линиям не проходят через Солнце.

Таким образом, токовые слои имеют конусообразную форму и не являются радиальными проекциями нейтральных линий на Солнце. Коническая форма согласуется с результатами

моделирования с помощью метода поверхности источника, полученных при иных граничных условиях [Owens and Lockwood 2012; Wang 2015]. Нейтральная поверхность 2 на **Рисунке 22а** ближе к экватору, чем поверхности для случая, помеченного цифрой 1. Это есть следствие того, что с ростом  $\varepsilon$  в (3) увеличивается и максимальное значение магнитного потока, а значит, и магнитного поля. Отметим, что если знак  $\varepsilon$  выбрать отрицательным, то смещение кривой 2 и среднего арифметического положения кривых 1 будет иметь иной знак.



**Рисунок 22.** Положение токовых слоёв (а), и радиальная зависимость  $V_r$  (б). (а) Пример положения токовых слоёв при смешанном дипольно-квадрупольном МПС. Меридиональное сечение. Числа 1 и 2 соответствуют различным вкладам квадрупольной составляющей МПС. Кривые 1:  $\varepsilon=2$  (сильный квадруполь). Кривая 2:  $\varepsilon=0.9$  (слабый квадруполь). (б) Зависимость радиальной компоненты ММП от гелиоцентрического расстояния при  $z=0$  и  $\varepsilon=2$ . Согласно модели (линия I),  $V_r$  на 1 AU  $\sim 1.8$  нТ. Линия II – аппроксимация I:  $V_r=41.91(20R_\odot/r)^{1.36}$  нТ. [Kislov et al. 2019].

На **Рисунке 22б** показана зависимость  $V_r$  вдоль экватора от гелиоцентрического расстояния в рамках модели (кривая I). На орбите Земли величина радиальной компоненты ММП составляет 1.8 нТ, что хорошо согласуется с наблюдениями. Согласно модели Паркера [Parker 1958] и её обобщениям, в которых было самосогласованно введено магнитное поле [Weber, Davis 1967; Sakurai 1985], радиальная компонента ММП спадает с расстоянием по закону обратных квадратов. В работах [Khabarova, Obridko 2012; Хабарова 2013] было показано, что закон спадания отличается от указанного и близок к  $-1.66 = -5/3$ . Данный факт на самом деле отмечался и ранее, но в контексте “ $-5/3 \approx -2$ ”, откуда следует, что модель Паркера

верна” (см. ссылки в [Khabarova, Obridko 2012]). В данной работе представляет интерес уже не проверка модели Паркера [Parker 1958] и её многочисленных обобщений, а выяснение отличий от неё.

В представленной модели  $B_r$  спадает как  $r^{-1.36}$ , что ближе к  $-4/3$ . Аппроксимация решения вблизи экватора имеет вид  $B_r=41.91(20R_\odot /r)^{1.36}$  нТ (см. **Рисунок 22б**, кривая II), что частично является следствием нарушения симметрии север-юг, а частично – цилиндрической геометрии исследуемых в модели течений. Вообще говоря, в сферической и в цилиндрической геометрии при наличии только радиальной компоненты ММП закон сохранения магнитного потока имеет разный вид:  $B_r r^2 = \text{const}$  в сферической и  $B_r r = \text{const}$ . Из первого варианта следует закон обратных квадратов, из второго – закон  $r^{-1}$ . В данной модели в решении имеет место некоторый промежуточный вариант. Из того, что  $B_r$  в наблюдениях спадает по степенному закону с показателем между  $-1$  и  $-2$ , следует, что в реальности также имеет место промежуточный случай. Также важно, что известный закон обратных квадратов был получен для решения вне токового слоя. Большинство измерений проводятся вблизи токового слоя, который искривляет линии магнитного поля.

Таким образом, выше приведены решения, описывающие пространственные распределения параметров плазмы и ММП. Также были найдены положения токовых слоёв в солнечном ветре в зависимости от расстояния. Показано, что резкие изменения в поведении магнитных полей, токов и концентрации соответствуют токовым слоям. Их положение зависит от условий вблизи Солнца, в первую очередь, от вклада дипольной и квадрупольной составляющих МПС. Здесь были рассмотрены случаи чисто дипольного МПС и смешанного дипольно-квадрупольного МПС. Показано, что: 1) в гелиосфере может быть более одного крупномасштабного токового слоя, 2) положение стационарных ТС не является радиальным продолжением нейтральной линии на Солнце.

#### **б) Решения для случаев с ненулевой октупольной гармоникой магнитного поля Солнца**

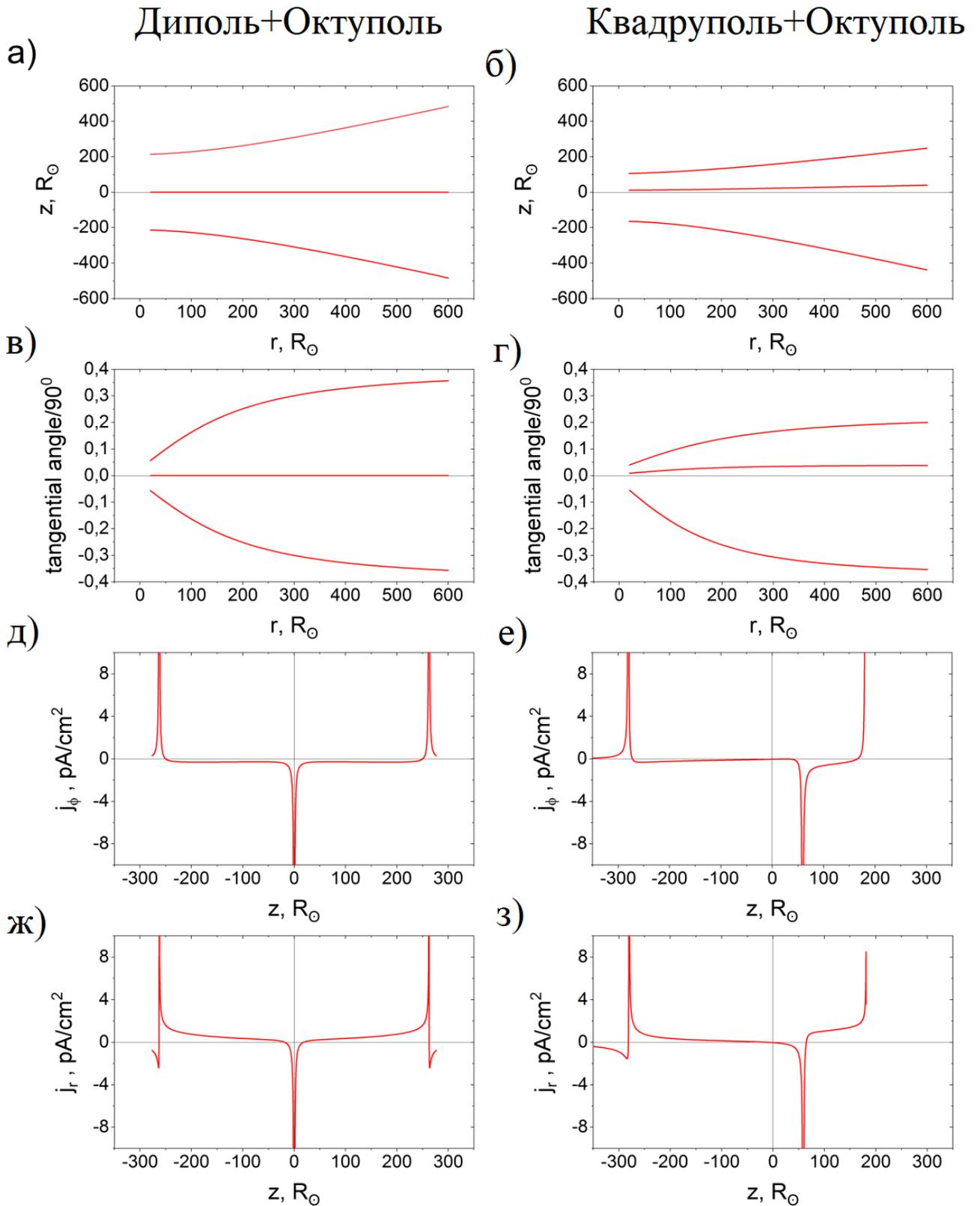
В решениях, содержащих октупольную гармонику МПС, магнитный поток на сфере вокруг Солнца задаётся с помощью выражения (5) при  $d=-2$ , что соответствует смешанному дипольно-октупольному МПС, и с помощью (7) при  $\varepsilon_1=-2$ , что позволяет учесть смешанной квадрупольно-октупольное МПС. На **Рисунке 23** слева приведены графики для дипольно-октупольного случая, справа – для квадрупольно-октупольного. Вообще говоря, в первом случае может быть один или три токовых слоя, а во втором – два или три при разных значениях  $\varepsilon_1$  и  $d$  (см. выше).

Главная особенность решений с ненулевым октупольным МПС – один из стационарных ТС всегда будет расположен недалеко от экватора (**Рисунок 23а, д, ж**). Как выше отмечалось, в реальности вблизи экватора всегда есть ГТС. Поэтому “октупольный” случай лучше согласуется с наблюдениями, чем дипольно-квадрупольный. На **Рисунке 23а, б** показаны положения нейтральных поверхностей стационарных ТС, а на **Рисунке 23в, г** – углы наклона касательных к нейтральным поверхностям.

Токовые слои имеют форму конусов. В случае если есть квадрупольная гармоника МПС, возникает асимметрия «север-юг». Видно, что с ростом расстояния угол наклона выходит на константу, что означает “выпрямление” нейтральных поверхностей вдали от Солнца. Сам факт сильной зависимости этих углов от расстояния означает, что нейтральные поверхности не являются простыми радиальными проекциями нейтральных линий вблизи Солнца. Это есть следствие цилиндрической геометрии задачи и того, что солнечный ветер и магнитное поле взаимодействуют при распространении в гелиосфере. Очевидно, этот эффект важен для интерпретации наблюдений *Ulysses* и возможных будущих миссий вне плоскости эклиптики. Вблизи плоскости эклиптики эффект малозаметен до тех пор, пока не делаются попытки восстановить структуру гелиосферы в других областях или учесть влияние процессов на высоких широтах Солнца.

Отметим, что в случае дипольно-октупольного МПС решения симметричны относительно экватора, т.к. при задании магнитного потока во всех случаях предполагается, что тензор октупольного магнитного момента Солнца диагонален. Здесь не утверждается, что это единственно возможный вариант. Автор лишь проиллюстрировал с помощью рассмотренных случаев идею о том, что гелиосфера может быть устроена сложнее, чем предполагалось ранее. Такие эффекты как отсутствие осевой симметрии интересны сами по себе, но принципиально не меняют крупномасштабную структуру солнечного ветра.

Итак, рассматриваются лишь симметричные тензоры октупольного МПС. В таком случае симметрию север-юг могут нарушить лишь квадрупольные гармоники МПС, т.к. возникает перемешивание членов разложения МПС разной чётности. Обсуждаемый эффект асимметрии известен из наблюдений отклонений ГТС от экватора (см. [Mursula, Hiltula 2003] и ссылки в этой работе). Примечательно то, что асимметрия север-юг получается даже в осесимметричной задаче. В то время как в других моделях, учитывающих данную асимметрию, например [Wang 2014, 2015; Wang et al. 2014], её наличие обусловлено в первую очередь отклонениями от осевой симметрии.



**Рисунок 23.** Токовые слои: положения и плотности токов. Левая панель – решения для дипольно-квадрупольного случая при  $d=-2$ . Правая панель – решения для квадрупольно-октупольного случая при  $\varepsilon_1=-2$ , (а, б). Меридиональные сечения: (в, г) Угол наклона касательных к нейтральным поверхностям (нормирован на  $90^{\circ}$ ); (д, е) и (ж, з), соответственно, азимутальная и радиальная плотности тока на орбите Земли. Рисунок из работы [Kislov et al. 2019].

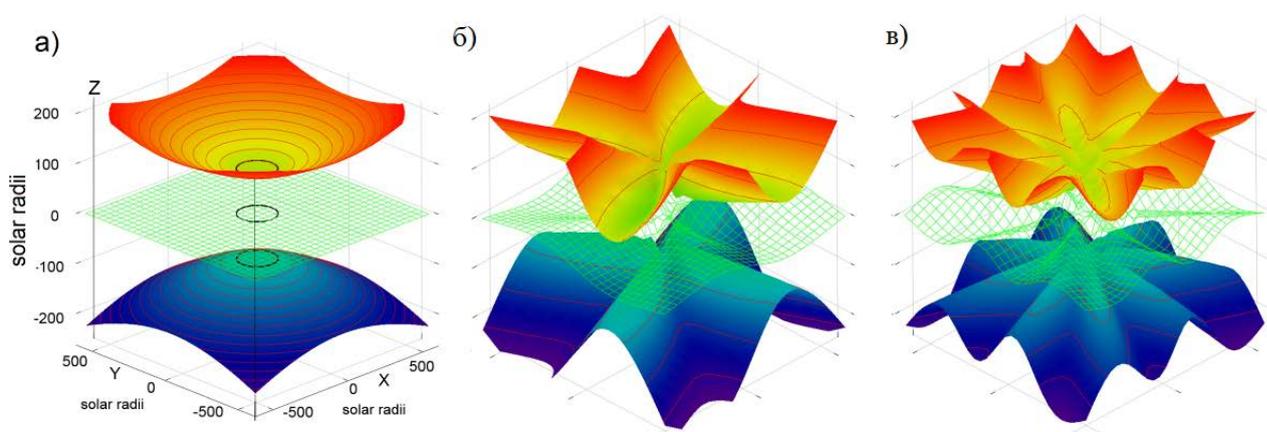
Панели **Рисунка 23д-з** для плотности тока иллюстрируют тот факт, что найденным положениям нейтральных поверхностей действительно соответствуют токовые слои. Видны пики плотности тока для азимутальных (**Рисунок 23д, е**) и радиальных компонент (**Рисунок 23ж, з**). Положения пиков совпадают с положениями нейтральных поверхностей, аналогично **Рисунку 22**. Примечательно, что для неэкваториальных токовых слоёв максимумы плотности расположены асимметрично относительно нейтральной поверхности. Это означает, что в будущих работах их внутреннюю структуру следует изучать с помощью моделей несимметричных токовых слоёв.

Проиллюстрируем при помощи 3D графика поверхностей токовых слоёв ситуацию, когда в гелиосфере имеется несколько стационарных токовых слоёв. Для этого выберем случай смешанного дипольно-октупольного МПС. На **Рисунке 24а** помимо ГТС имеется два высокоширотных токовых слоя. В реальности токовые слои не являются плоскими дисками или симметричными конусами. Из-за влияния разного рода неустойчивостей, а также из-за синусообразной формы нейтральных линий на поверхности Солнца, поверхность токовых слоёв тоже искривляется. В простейшем случае, токовые слои становятся волнистыми (**Рисунок 24б, в**). Именно за счёт этого возникают сектора различной полярности ММП в области эклиптики, наблюдаемые космическими аппаратами *in situ*. Если добавить в модель вращение Солнца, форма токовых слоёв на **Рисунках 24б, в** станет похожей на известную «юбку балерины» по выражению [Alfven 1977]. В работах [Khabarova et al. 2015a, b, 2016] показано, что реальный ГТС оказывается куда более волнистым, чем предсказывалось большинством моделей (см. также **Рисунок 1**). Поэтому в иллюстративных целях были построены возмущённые решения. Полученное решение уравнений модели, приведённое на **Рисунке 24а**, умножено, соответственно, на  $\sin 4\varphi$  и на  $\sin 8\varphi$  для получения **Рисунка 24б** и **Рисунка 24в**. Отметим, что токи будут отталкиваться и не пересекутся, так как они в соседних стационарных токовых слоях противонаправлены, как отмечалось выше.

Наблюдения показывают, что, хотя условия на Солнце подвержены изменениям, всегда есть области с различной полярностью магнитного поля [Ness, Wilcox 1964; Edmondson et al. 2010]. Последнее время наметилась тенденция интерпретировать многочисленные нейтральные линии на Солнце как локальные токовые слои [Titov et al. 2012; Edmondson et al. 2010], но при этом считается, что токовый слой в гелиосфере всегда один (см. Введение). Из приведённого примера видно, что учёт существования дополнительных стационарных токовых слоёв необходим для правильной интерпретации наблюдений. Не всякое пересечение токового слоя в гелиосфере соответствует ГТС. Это может быть один из дополнительных возмущённых

квазистационарных токовых слоёв. Последние может привести к необходимости пересмотра части наблюдательных результатов.

Важной особенностью данной модели является то, что хотя рассматриваются различные магнитные поля вблизи Солнца, все остальные параметры – компоненты скорости, плотность и температура и во всех случаях задаются неизменными. Несмотря на это, токовые слои в гелиосфере все равно возникают. Т.е. можно утверждать, что при моделировании токовые слои образовались вблизи нейтральных поверхностей ММП не потому, что параметры модели были специально подобраны для этого. Появление токовых слоёв в модели – следствие взаимодействия между магнитным полем и плазмой при распространении солнечного ветра.



**Рисунок 24.** Трёхмерные токовые слои для случая смешанного дипольно-октупольного магнитного поля Солнца с параметром  $d=-2$ . Зелёный токовый слой соответствует ГТС. (а) Невозмущённое решение. (б) и (в) иллюстрируют возмущённые конфигурации (формально получены не в рамках модели).

В рамках представленной в данной главе модели получены следующие результаты:

1. В случае дипольного МПС в гелиосфере имеется один стационарный токовый слой – ГТС, представляющий собой продолжение магнитного экватора Солнца. Решение полностью согласуется с классическими представлениями о гелиосфере во время солнечного минимума.
2. С учётом мультипольных гармоник МПС, в гелиосфере может образовываться несколько стационарных токовых слоёв (стационарных ТС). Так сильные квадрупольные и октупольные гармоники приводят к появлению двух и трёх стационарных ТС соответственно. В последнем случае один из токовых слоёв будет всегда расположен на низких широтах и его можно интерпретировать как ГТС. Решения для произвольных осесимметричных попарных комбинаций дипольного, квадрупольного и октупольного МПС были получены впервые.

3. Впервые показано, как при плавном изменении соотношения между дипольным и недипольным МПС токовые слои в гелиосфере могут менять своё положение, появляться и исчезать (см. также сравнение с численной моделью).
4. В общем случае стационарные токовые слои в модели имеют конусообразную форму.
5. Впервые показано, что токовые слои не являются радиальными проекциями нейтральных линий вблизи Солнца. В модели образующие конических токовых слоёв не прямые.
6. В случае осевой симметрии удаётся получить нарушение симметрии север-юг при смешении мультипольных гармоник различной чётности. Впервые показано, что асимметрия не исчезает на больших расстояниях от Солнца.
7. Впервые замечено, что отклонения в законе спадания радиальной компоненты ММП от  $r^{-2}$  можно объяснить несферической геометрией течения солнечного ветра вблизи ГТС. Физически эффект вызван вытягиванием линий магнитного поля вдоль ГТС. Идея о роли ГТС высказывалась в работах [Khabarova, Obridko 2012; Хабарова 2013].

Существенная роль квадрупольной компоненты МПС в появлении асимметрии север-юг в гелиосфере была в деталях исследована в работах [Osherovich et al. 1984; 1999; Bravo, Gonzalez-Esparza 2000; Wang et al. 2014]. Было показано, что во время смены полярности доминирует квадрупольная гармоника МПС. Между тем, [Usmanov, Goldstein 2013] показали, что небольшая асимметрия, заданная на Солнце, исчезает к  $16 R_{\odot}$ , что не позволяет объяснить наблюдения [Bravo, Gonzalez-Esparza 2000]. В представленной в данной главе модели рассматриваются разные случаи, в частности с  $\epsilon=2$ , т.е. с сильной асимметрией, причём заданной на расстоянии  $20 R_{\odot}$ . С увеличением гелиоцентрического расстояния асимметрия немного уменьшается, но не исчезает, что согласуется с наблюдениями [Хабарова и др. 2018]. Для случаев чистых квадрупольных и октупольных МПС плазменные равновесия с токовыми слоями были получены [Reville et al. 2015], причём только вблизи Солнца. Однако случаи попарно смешанных дипольных, квадрупольных и октупольных гармоник никто подробно не рассматривал. Целью работы [Reville et al. 2015] было исследование влияния структуры ММП на темпы потерь момента импульса Солнцем. [Osherovich et al. 1999; Usmanov, Goldstein 2013] не рассматривали достаточно сильные квадрупольные компоненты МПС, которые могли бы повлиять существенно на структуру магнитного поля в гелиосфере.

Непросто сравнивать разные модели, но между ними, всё же, можно найти сходства. [Schultz 1973, 1997] построил модели с несферической моделью источника, учитывающие квадрупольную гармонику МПС, в которых были получены конусообразные нейтральные

поверхности. Но эти модели не являются самосогласованными. Кроме того, метод поверхности потенциального источника подразумевает потенциальное магнитное поле, что означает отсутствие токов, так что формально, в моделях не было токовых слоёв, но были нейтральные поверхности. [Banaszkiewicz et al. 1998] построил модель, которая относится к классу “диполь + токовый слой” (часто использовались ранее для магнитосферы Юпитера, [Smith et al. 1974]). В [Banaszkiewicz et al. 1998] также учтены квадрупольная компонента магнитного поля вне токовых слоёв. Токи вводились искусственно за счёт магнитных монополей. Модель является несамосогласованной, т.к. не учитывает взаимодействие магнитного поля и плазмы. В уравнения модели не входит плотность плазмы, скорость задаётся, полная система уравнений МГД не решается. Тем не менее, это одна из самых известных и, вероятно, первая работа, где были получены аналитические решения с более чем одним стационарным ТС в гелиосфере. Также стоит отметить полуэмпирическую модель [Smith, Bieber 1991], в которой тоже предполагалось наличие более чем одного стационарного ТС. Эта модель также была несамосогласованной. В целом приведённая в данной главе модель развивает идеи более ранних моделей, а наиболее близка к ней модель [Reville et al. 2015].

Отметим интересное применение данной модели. С точки зрения теории звёздного динамо, весьма вероятно существование звёзд без дипольной компоненты магнитного поля [Moss et al. 2008]. В этом случае их астросферы будут содержать минимум два ТС. Данная модель может быть полезна для их изучения.

С точки зрения наблюдений не вполне корректно ставить знак равенства между положением нейтральной линии магнитного поля на Солнце и широтой, на которой расположен токовый слой в гелиосфере. Прежде всего, вращение Солнца, наряду с быстрыми потоками солнечного ветра, могут сильно повлиять на форму конкретного ТС и быть причиной несоответствия между теоретическими оценками положения ТС и наблюдениями. Анализ пересечений ГТС в гелиосфере противоречит представлению о ГТС как простой радиальной проекции нейтральной линии Солнца [Suess et al. 1995]. Объяснить нерадиальность ГТС можно не только влиянием на него быстрых потоков и неустойчивостей, но также изменением его положения и формы с расстоянием от Солнца, следующих из представленной автором МГД модели.

В данном исследовании показано, что неправильная интерпретация наблюдений пересечений токового слоя возможно возникает из-за недооценки числа ТС в солнечном ветре, расположенных на разных широтах. Иными словами, если из солнечных наблюдений

следует наличие магнитного сепаратора около Солнца на сравнительно высоких широтах, то в солнечном ветре токовый слой может оказаться на других широтах.

Связь моделей, представленных в главах 2, 3 с моделью из главы 4 пояснена в Приложении 3. Вопросы применимости данной модели, а также её сравнение с соответствующей численной моделью обсуждаются в Приложении 4.

**Из данной главы на защиту выносится следующее положение:**

- В рамках самосогласованной МГД модели показано, что, наряду с гелиосферным токовым слоем, возможно формирование других крупномасштабных токовых слоёв на средних и высоких гелиоширотах; впервые изучена зависимость числа и положения крупномасштабных токовых слоёв от вкладов в магнитный поток дипольной, квадрупольной и октупольной гармоник магнитного поля Солнца

## ГЛАВА 4

### Решение задачи III. Модель конусообразных токовых слоёв в полярной гелиосфере

Данная глава посвящена моделированию конусообразных токовых слоёв (КТС) в гелиосфере, обнаруженных недавно по данным аппарата Ulysses (решение **Задачи III**). Цель исследования в данной главе – построение модели магнитоплазменного равновесия, результаты которой качественно согласуются с наблюдениями. Модель имеет значение, во-первых, для интерпретации наблюдений [Khabarova et al. 2017], во-вторых, как идейная основа для развития более точной модели. Кроме того, при помощи модели показано, какие физические условия вблизи Солнца могут быть причиной появления КТС. Однако, вопрос о том, из-за чего возникают эти условия, остаётся неисследованным. Также модель, представленная в данной главе, применима только для описания высоких гелиоширот, а задача одновременно описать низкие – не ставится. Из главы на защиту вынесены только те результаты, которые касаются непосредственно модели, но не наблюдений. Дополнительные детали наблюдений, не представленные во Введении, даны в **Приложении 2**.

#### 4.1. Основные уравнения и предположения

Опишем модель КТС. Сделаем следующие предположения:

1. КТС является осесимметричным и направленным вдоль оси вращения Солнца.
2. Радиус КТС много меньше его длины ( $z \gg r$ ).
3. Процесс формирования и динамики КТС не рассматривается.
4. Силу тяжести можно не учитывать по сравнению с другими слагаемыми, входящими в уравнение плазменного равновесия
5. Течение плазмы изотермическое.
6. Солнечный ветер является сверхтепловым и сверхальфвеновским.

Поясним сделанные предположения.

Предположение 1 можно обосновать тем, что строится модель идеализированного КТС, в котором физические величины меняются в направлении, перпендикулярном его оси, так же, как и в наблюдениях при практически перпендикулярном сечении КТС космическим аппаратом. Возможный учёт наклона КТС на данном этапе считается геометрическим усложнением задачи, не меняющим её суть.

Предположение 2 является обобщением наблюдательных сведений [Khabarova et al. 2017]

об изучаемой структуре КТС и способом получить КТС вытянутый вдоль оси  $z$ . Будем считать, что наблюдаемые Ulysses токовые слои и нейтральные магнитные поверхности вблизи Солнца являются частью единого объекта, вытянутого в направлении  $z$  (см. **Приложение 3**).

Предположение 3 подразумевает, что в модели показано, каким граничным условиям вблизи Солнца могут соответствовать наблюдаемые структуры. Но вопрос о том, за счёт каких нестационарных эффектов возникают найденные условия и как они эволюционируют (КТС наблюдался только в минимуме солнечной активности), на данный момент не решён.

Предположение 4 есть следствие того, что мы не рассматриваем процесс ускорения солнечного ветра вблизи Солнца. Граничные условия задаются на сфере достаточно большого радиуса, чтобы полярный солнечный ветер можно было считать сформировавшимся.

За счёт предположений 3, 4 модель неприменима вблизи Солнца. Как и в предыдущих главах, это не мешает нам задавать некоторые граничные условия вблизи Солнца. С их помощью и с использованием уравнений главы 1, требующих только осевой симметрии и стационарности<sup>6</sup> могут быть найдены функции магнитного потока  $\Phi$ . После этого функции магнитного потока могут быть спроецированы вдоль линий  $\Phi = \text{const}$  в область вычислений вдали от Солнца и на граничную сферу большого радиуса, где делаются предположения 3, 4.

Предположение 5 делается для удобства аналитических оценок. В **главе 2** обсуждался показатель политропы в СВ. Предполагается, что в полярной гелиосфере теплоперенос не меняется принципиально по сравнению с низкими широтами, потому что все плазменные величины имеют те же порядки величины (см., например, [Веселовский, Ермолаев 2008; Писанко 2011]).

Свойства 6 характерны для солнечного ветра и следуют из наблюдаемых значений модуля магнитного поля, плотности плазмы и температуры [Khabarova et al. 2017].

При выбранных предположениях все уравнения из **главы 1** справедливы. Рассмотрим уравнения (34) и (37):

$$\rho(\mathbf{v}, \nabla) v_r - \rho \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{\partial}{\partial r} \left( P + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B}, \nabla) B_r - \frac{B_\varphi^2}{4\pi r} - \frac{GM\rho}{R^3} r, \quad (34)$$

$$\rho(\mathbf{B}, \nabla) \frac{v_p^2}{2} + (\mathbf{B}, \nabla) \left( P + \frac{B_\varphi^2}{8\pi} \right) = B_r \left( \rho \frac{v_\varphi^2}{r} - \frac{B_\varphi^2}{4\pi r} \right) - \frac{GM\rho}{R^3} (\mathbf{B}, \mathbf{R}). \quad (37)$$

Чтобы сравнить между собой различные слагаемые в (34) и (37), определим значения магнитного, теплового, динамического давлений и плотности гравитационной энергии (далее

<sup>6</sup> За исключением модуля полоидальной скорости солнечного ветра  $U(\Phi)$ , которая задаётся на граничной сфере.

их называем давлениями разных типов). Величина магнитного давления  $P_m = \frac{B^2}{8\pi}$  при  $B = 1$  нТл составляет приближённо  $0.05 \cdot 10^{-10}$  эрг/см<sup>3</sup>, величина теплового давления  $P$  при температуре плазмы 20 эВ и концентрации  $0.5$  см<sup>-3</sup> равна  $0.08 \cdot 10^{-10}$  эрг/см<sup>3</sup>, плотность энергии гравитационного взаимодействия плазмы и Солнца на расстоянии 2.5 а.е. над его полюсом  $P_g = \frac{G\mathcal{M}\rho}{R}$  равна  $0.01 \cdot 10^{-10}$  эрг/см<sup>3</sup>, при скорости солнечного ветра 700 км/с газодинамическое давление  $P_v = \rho v^2 / 2$  равно  $12 \cdot 10^{-10}$  эрг/см<sup>3</sup> (см. **Рисунок 2б**).

Теперь выпишем оценки каждого слагаемого в уравнении (37). С учётом оценки

$$(\mathbf{B}, \nabla) = B_r \frac{\partial}{\partial r} + B_z \frac{\partial}{\partial z} = -\frac{\partial \Phi}{r \partial z} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial \Phi}{r \partial r} \frac{\partial}{\partial z} \sim \frac{\Phi}{\delta r^2 \delta z} = \varpi,$$

где  $\delta r$  и  $\delta z$  – масштабы изменений магнитного и массового потока в **задаче III**, причём  $\delta z \gg \delta r$  (см. предположение 2), а  $\varpi$  - введённое выше обозначение, получаем:

$$\rho(\mathbf{B}, \nabla) \frac{v_p^2}{2} \approx \varpi P_v.$$

Предположим, что в полярной гелиосфере  $B_\varphi$  может быть одного порядка с  $B_z$ , что согласуется с наблюдениями [Khabarova et al. 2017], тогда

$$(\mathbf{B}, \nabla) \left( P + \frac{B_\varphi^2}{8\pi} \right) \approx \varpi (P + P_m),$$

$$\frac{1}{4\pi} (\mathbf{B}, \nabla) B_z \approx \varpi P_m,$$

поскольку в области моделирования  $R \approx z$  (см. предположение 2), получаем

$$\frac{G\mathcal{M}\rho}{R^3} (\mathbf{B}, \mathbf{R}) \approx \varpi P_g.$$

С учётом приведенных выше оценок давлений разных типов видно, что в (37) первое слагаемое много больше, чем все остальные, тогда (37), как и в предыдущих главах, сводится к

$$\rho(\mathbf{B}, \nabla) \frac{v_p^2}{2} = 0. \quad (79)$$

Решением уравнения (79) является

$$v_p = U(\Phi). \quad (80)$$

В данной главе, однако,  $v_p \approx v_z$ , а не  $v_r$ , как ранее. Используя аналогичные оценки при тех же

предположениях можно получить, что

$$P + \frac{B_z^2 + B_\varphi^2}{8\pi} = P_0(z), \quad (81)$$

где  $P_0(z)$  – давление вдоль вдоль оси КТС<sup>7</sup>, либо некоторой поверхности вращения вокруг этой оси. В модели выберем в качестве границы нейтральную поверхность КТС. Её форма до вычислений неизвестна (см. ниже, уравнение 9). Аналогично главе 3, плотность плазмы может быть найдена из (81) с помощью (18), (27) и предположений 5, 6:

$$\rho = \frac{2\pi\alpha^2 v_T^2}{U^2 + u_\varphi^2} \left( -1 + \sqrt{1 + 2\rho_0(z) \frac{U^2 + u_\varphi^2}{2\pi\alpha^2 v_T^2}} \right), \quad (82)$$

где  $v_T$  – тепловая скорость плазмы, равная константе.  $\rho_0(z) = 2P_0(z)/v_T^2$ . Функция  $u_\varphi$  с учётом предположения 6 равна (см. также формулу 50)

$$u_\varphi = \frac{b - 4\pi\alpha\Omega r^2}{4\pi\alpha r} \approx -\Omega r. \quad (83)$$

Функция  $u_\varphi$  имеет размерность скорости. Она обсуждалась подробнее в главе 2 (см. уравнение 48 и ниже). Выражение (82) отличается от (48) тем, что в данной главе слева стоит  $\rho(r, \Phi)$ , а в третьей –  $\rho(z, \Phi)$ , т.к. в (81) входит в правую часть зависимость от  $z$ . Также  $\rho_0(z)$  – плотность плазмы вдоль нейтральной поверхности КТС.

Формулы (80, 82, 83) и (18, 20, 22, 27, 28) достаточны для нахождения аналитических решений уравнений модели в переменных  $(z, \Phi)$ . Для перехода к пространственным координатам необходимо сделать обратную замену при помощи (10) и (18):

$$r(z, \Phi) = \sqrt{r_0(z)^2 - \int_{\mathcal{G}(\Phi)}^{sep} \frac{2\alpha(\theta)}{\rho(r, \theta) v_z(r, \theta)} d\Phi_b d\theta}, \quad (84)$$

если  $\mathcal{G}(\Phi) < sep$ , и

$$r(z, \Phi) = \sqrt{r_0(z)^2 + \int_{sep}^{\mathcal{G}(\Phi)} \frac{2\alpha(\theta)}{\rho(r, \theta) v_z(r, \theta)} d\Phi_b d\theta}, \quad (85)$$

если  $\mathcal{G}(\Phi) > sep$ . В выражениях (84, 85)  $sep$  – это положение ближайшего к полюсу экстремума зависимости магнитного потока от широты на граничной сфере  $\Phi_b$ , т.е.  $\partial\Phi_b / \partial\theta = 0$  при  $\theta = sep$ .

<sup>7</sup> Совпадает с осью вращения Солнца по предположению 1.

Как и в главе 1, функция  $\mathcal{A}(\Phi)$  - обратная к  $\Phi_b(\theta)$ . Величина  $r_0(z)$  – это форма нейтральной поверхности, она может быть найдена как

$$r_0(z) = \sqrt{\int_0^{sep} \frac{2\alpha(\theta)}{\rho(r, \theta)v_z(r, \theta)} \frac{d\Phi_b}{d\theta} d\theta}. \quad (86)$$

Таким образом, форма нейтральной поверхности не задаётся, а находится как результат моделирования. Выражения (84-86) содержат радиус как в левой, так и в правой частях. Т.е. речь идёт об интегральных уравнениях. Чтобы упростить процесс вычислений с помощью (84-86), можно предположить, что вдали от Солнца форма КТС близка к конусу с прямолинейной образующей. Поэтому при использовании (84-86) в правой части вместо  $r$  подставим

$$r^*(z, \theta) = z \cdot \operatorname{tg} \theta. \quad (87)$$

Вычисленный с помощью подстановки (87) в (86)  $r_0(z)$  оказывается близок к (87), небольшие отличия могут быть обнаружены лишь вблизи Солнца, где модель неприменима в силу предположений 3, 4, что показано ниже. Таким образом, гипотеза оказывается верна. Результат вычисления с помощью (86) рассматривается в модели как поправка к исходному выражению (87). Для достижения большей точности можно  $r^*$  в (87) заменить на найденную величину  $r_0(z)$ , и воспользоваться методом итераций. Однако вычисления показывают, что одной итерации оказывается достаточно для нахождения формы КТС с приемлемой точностью.

Итак, при построении аналитических решений были сделаны дополнительные предположения:

7. Угол  $sep$  не зависит от координат. Это означает, что в модели линии полоидального магнитного поля не пересекают поверхность КТС и в этом смысле являются открытыми.
8. Форма КТС близка к конической, см. (87).

Отметим, что модель неприменима без дополнительных предположений вне области, ограниченной КТС, т.к. заданные граничные условия неприменимы для произвольно выбранных гелиоширот. Кроме того, формально в модели может возникнуть проблема, что интеграл (85) никогда не равен бесконечности при выбранных граничных условиях и, тем самым, невозможно получить решения при сколь угодно больших  $z$ . Т.е. область моделирования ограничена. При моделировании её положение контролировать не нужно. Нейтральная поверхность рассматривается одна. Далее будут сформулированы граничные условия. С их помощью необходимо найти функции магнитного потока  $\Omega$ ,  $U$ ,  $b$ ,  $\alpha$ . Величины  $sep$  и  $\rho_0(z)$  и температура плазмы  $T$  также должны быть заданы.

#### 4.2. Определение неизвестных функций, от которых зависят решения

Граничные условия заданы на сфере радиусом  $20 R_{\odot}$ . Функции  $\Omega$ ,  $b$ ,  $\alpha$  можно определить вблизи фотосферы. Зададим нейтральную линию магнитного поля  $B_R$  на граничной сфере простейшим способом: учтём квадрупольную составляющую МПС. Тогда созданный дипольной и квадрупольной гармониками МПС магнитный поток на сфере между северным полюсом и выбранным направлением с углом  $\theta$  равен:

$$\Phi_b = \Phi_1 \sin^2 \theta (1 + \varepsilon \cos \theta), \quad (88)$$

где  $\Phi_1 \sin^2 \theta$  - вклад в магнитный поток дипольной составляющей МПС,  $\varepsilon \Phi_1 \sin^2 \theta \cos \theta$  - вклад квадрупольной составляющей МПС,  $\Phi_1 = \mu / R_{\odot}$ ,  $\mu$  - дипольный магнитный момент Солнца,  $R_{\odot}$  - радиус сферы,  $\varepsilon$  - относительный вклад квадрупольной составляющей МПС в магнитный [Khabarova et al. 2017; Кислов 2017]. Экстремумы функции (88) по  $\theta$  имеют вид:

$$\cos \theta = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + 3\varepsilon^2}}{3\varepsilon}. \quad (89)$$

См. также 68. Величина  $\Phi_1$  выбрана равной  $5 \cdot 10^{21}$  Мкс, как и в предыдущих главах. Формулы (88, 89) могут использоваться как вблизи Солнца, так и на граничной сфере. При  $\varepsilon = -1.01$  угол  $sep$  оказывается равен  $18^\circ$  [Кислов 2017]. Также рассмотрен случай  $\varepsilon = -1.001$  [Khabarova et al. 2017], при котором  $sep \approx 1.8^\circ$ . Формула (88) описывает магнитный поток не на всём Солнце. Это лишь способ получить нейтральную линию сферически-радиальной компоненты магнитного поля  $B_R$ . Выражение (88) необходимо для того, чтобы заданные ниже зависимости от  $\theta$  можно было выразить как функции  $\Phi$ .

Зададим на полюсе граничной сферы локальный максимум концентрации плазмы следующим образом [Khabarova et al. 2017; Кислов 2017]:

$$n_1(\theta) = 3750 \text{ cm}^{-3} \left( 0.4 + 0.6 \exp \left( 2500 \frac{\theta^2}{\pi^2} \right) \right), \quad (90)$$

где  $\pi/50$  – угловая ширина локального максимума плотности. Формула (90) описывает только высокие гелиошироты. Итак, мы предполагаем, что необычная ситуация с максимумом плотности и минимумом плазменного бета внутри КТС является следствием локального максимума плотности плазмы в корональной дыре.

Зададим зависимость концентрации от  $z$  квадратичной, по аналогии с (74) для низких широт [Khabarova et al. 2017; Кислов 2017]:

$$n_0(r) = 3750 \left( \frac{10R_\odot}{z} \right)^2, \text{ см}^{-3}. \quad (91)$$

Функция  $\alpha$  определяется формулой (75), в ней полный поток массы  $\dot{M}$  через всю граничную сферу выбран равным  $1.4 \cdot 10^{12}$  г/с. Поскольку КТС расположен в ограниченной области пространства, поток массы может быть ниже в области моделирования более чем в 100 раз по сравнению с остальным Солнцем [Кислов 2017]. Основная компонента скорости  $v_z$  выбрана на основе предположения о независимости плотности потока массы от направления, как и в предыдущих главах. Выражение для  $v_z$  на граничной сфере имеет следующий вид:

$$v_z = \frac{\dot{M}}{4\pi\rho_1(\theta)(10R_\odot)^2}, \quad (92)$$

где плотность плазмы  $\rho_1$  определяется выражением для концентрации (90) [Khabarova et al. 2017; Кислов 2017]. Предположим вслед за [Burger et al. 2008], что в области источника КТС внутри корональной дыры нет дифференциального вращения плазмы. Угловая скорость плазмы на граничной сфере и в полярной фотосфере выбирается равной  $\omega_0 = 2.5 \cdot 10^{-6}$  рад/с. В модели учтён электрический потенциал, который возникает на граничной сфере вследствие униполярного эффекта. Разность скоростей между фотосферой и областями в корональной дыре не учитывается<sup>8</sup>. Как следствие, из-за поверхностных токов азимутальное магнитное поле не будет равно нулю даже вблизи Солнца. Пусть проводимость фотосферы и близлежащих слоёв плазмы конечна. Тогда и на граничной поверхности будет ненулевое азимутальное магнитное поле, вызванное поверхностными токами в полярной зоне Солнца. Пусть проинтегрированная по высоте области протекания поверхностных токов проводимость плазмы есть  $\Sigma = 105$  с, где  $c$  – скорость света<sup>9</sup>. Тогда получим азимутальное магнитное поле на граничной сфере:

$$B_{b\varphi} = \frac{\Sigma}{c} \frac{2\omega_0\Phi_b(\theta)}{c} \frac{1}{(20R_\odot)\sin\theta}. \quad (93)$$

С помощью уравнений (21, 58-60, 93) можно найти угловую скорость изоротации Ферраро:

<sup>8</sup> Если её всё же учесть, на границе КТС может меняться направление закрутки ММП. Физический механизм возможного эффекта будет тот же, что и в главе 2. Однако похожий эффект уже был рассмотрен Писанко [Pisano 1997].

<sup>9</sup> Подходящее значение подобрано методом проб и ошибок для лучшего согласия с наблюдениями.

$$\Omega(\theta) = \omega_0 \left( 1 - \frac{\Sigma \alpha(\theta)}{c m_p n_1(\theta)} \frac{2\Phi_b(\theta)}{c (10R_\odot)^2 \sin^2 \theta} \right). \quad (94)$$

Согласно (26, 58-60, 93) на граничной поверхности функция  $b$  окажется равна:

$$b(\theta) = 4\pi\alpha(\theta)\omega_0(20R_\odot)^2 \sin^2 \theta - 20R_\odot B_{b\varphi} \sin \theta. \quad (95)$$

Температуру в области моделирования выберем равной 2.5 эВ [Khabarova et al. 2017; Кислов 2017].

Итак, перечислим сделанные при задании функций магнитного потока дополнительные предположения:

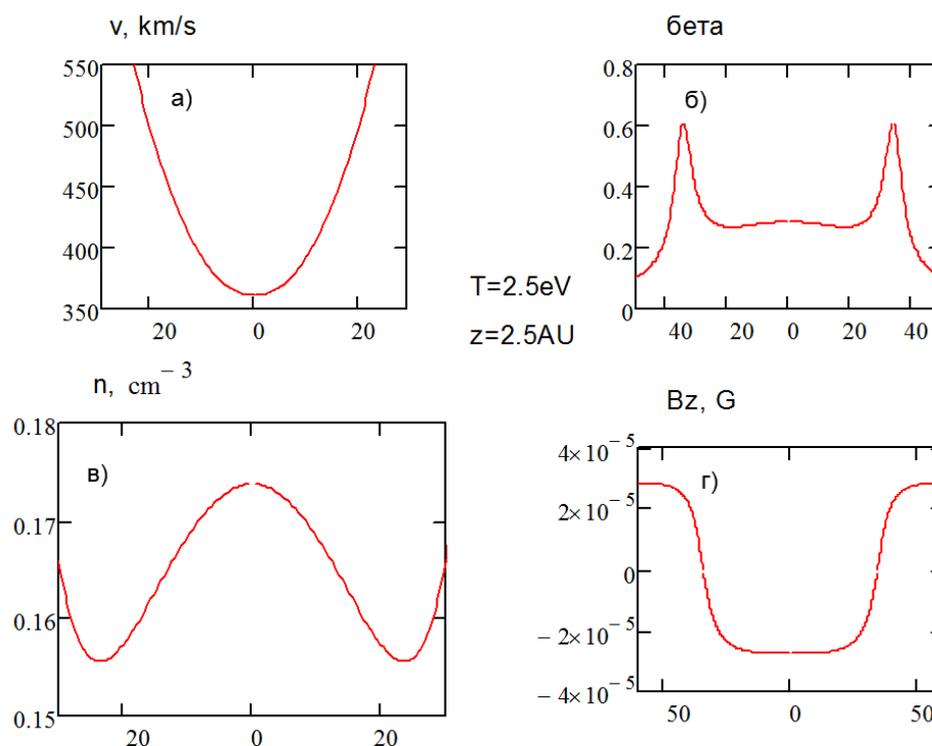
9. Внутри корональной дыры существует нейтральная линия радиальной компоненты магнитного поля ( $B_R$ ). Ей соответствует нейтральная поверхность КТС в гелиосфере.
10. Внутри корональной дыры есть малая область с пиком плотности плазмы.
11. Плотность потока массы внутри корональной дыры не зависит от направления.
12. Внутри корональной дыры и в фотосфере есть область без дифференциального вращения плазмы.
13. Не учитывается разность скоростей между фотосферой и более высокими слоями в атмосфере Солнца.
14. В полярной фотосфере есть поверхностные токи, вызванные униполярным эффектом и конечной проводимостью плазмы.

С помощью предположений 9-14 автор максимально упрощал граничные функции и старался не учитывать сложных физических эффектов для того, чтобы понять, какие могут получиться решения в простейшем случае и можно ли при помощи них описать КТС (см. постановку задачи). Допущения 12-14 нужны для выбора простейших физически обоснованных нетривиальных зависимостей функций  $\Omega$  и  $b$  от  $\theta$ , однако для получения КТС они не обязательны. В этом заключается принципиальное отличие данной модели от модели [Burger et al. 2008], в которой область непаркеровского магнитного поля в корональной дыре является следствием существования области без дифференциального вращения, граничащей с областью с дифференциальным вращением (ср. предположение 12). Таким образом, нельзя сказать, что представленная здесь модель является продолжением на большие расстояния модели [Burger et al. 2008]. Помимо указанного различия, настоящая модель и модель [Burger et al. 2008] отличаются технически, поскольку используют совершенно разные методы. Предположения 9-11 являются в рамках модели причинами существования КТС. Возможность проверить сделанные предположения 9-11 существует, см. например [Vemprasad 2017], где были найдены

пространственные распределения плотности плазмы и скорости в области корональной дыры для тех дат, когда *Ulysses* не находился в полярной гелиосфере. Можно проделать аналогичную работу для актуальных для изучения КТС дат, предположения (9-11) могут быть проверены и, с учётом наблюдательных данных, модифицированы для создания более развитой модели.

### 4.3. Результаты моделирования КТС

Результаты основаны на публикациях [Khabarova et al. 2017] и [Кислов 2017]. В данном разделе показаны решения уравнений модели для основных параметров солнечного ветра и ММП в области, ограниченной КТС (далее, “внутри КТС”). На **Рисунке 25** показаны графики зависимостей от расстояния до оси вращения Солнца компоненты скорости солнечного ветра  $v_z$  (**Рисунок 25а**), плазменного бета  $\beta = 8\pi P / B^2$  (**Рисунок 25б**), концентрации плазмы  $n$  (**Рисунок 25в**) и компоненты ММП  $B_z$  (**Рисунок 25г**). Все графики построены для значения расстояния до экваториальной плоскости  $z = 2.5$  а.е.. При построении решений **Рисунка 25** и далее, **Рисунка 26**, предполагается температура плазмы  $T = 2.5$  эВ.



**Рисунок 25.** Зависимости ключевых параметров плазмы и магнитного поля от расстояния до оси вращения  $r$  а)  $z$ -компоненты скорости, б) плазменного бета, в) концентрации и г)  $z$ -компоненты магнитного поля. По горизонтальной оси всюду радиус  $r$ , единица измерения – радиус Солнца.  $z = 2.5 \text{ AU}$ ,  $\varepsilon = -0.01$ . [Кислов 2017].

Провал скорости на оси вращения (**Рисунок 25а**) вызван наличием пика плотности в граничных условиях и предположения об изотропии плотности потока массы (предп. 11). В силу уравнения (3) подобный профиль  $v_z$  будет сохраняться всюду внутри КТС. Осевой максимум  $n$  на **Рисунок 25в** соответствует пику  $n$  на граничной сфере. Небольшой центральный максимум плазменного бета  $\beta$  (**Рисунок 25б**) обусловлен максимумом плотности плазмы. При этом вблизи КТС (вдали от оси вращения)  $\beta$  резко увеличивается из-за наличия нейтральной поверхности  $B_z$  (см. **Рисунок 25г**). Центральный пик  $\beta$  меньше, чем краевые пики, т.к. на токовом слое магнитное поле уменьшается (**Рисунок 25г, 26г**). Указанная закономерность может быть нарушена, если в модели будет очень сильное азимутальное магнитное поле, которое не равно нулю на нейтральной поверхности  $B_z$ . Отметим, что в возможной неизотермической версии данной модели особенности в решениях будут такими же, поскольку показанные на **Рисунках 25, 26** величины определяются балансом давлений (4), вид которого не зависит от показателя политропы.

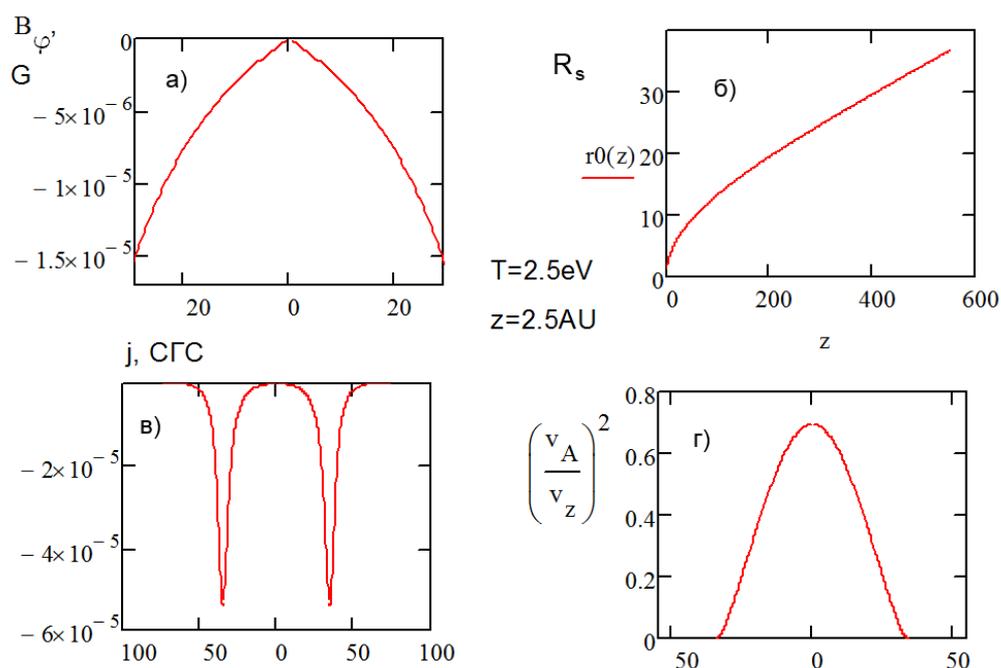
На **Рисунке 26** показаны азимутальное магнитное поле (**Рисунок 26а**), радиус КТС в зависимости от высоты над экватором  $z$  (**Рисунок 26б**), азимутальная плотность тока (**Рисунок 26в**) и обратный квадрат полоидального альфвеновского числа Маха (**Рисунок 26г**). Азимутальная компонента ММП достигает максимума на КТС. На оси вращения  $B_\phi = 0$  в силу осевой симметрии задачи. Величина азимутальной плотности тока пропорциональна производной по  $r$  от  $B_z$  (см. уравнение 5), поэтому  $j_\phi$  максимально на поверхности КТС, отрицательно внутри КТС и минимально вблизи оси (на оси она равна нулю).

Из **Рисунка 26б** для зависимости радиуса КТС от  $z$  видно, что КТС имеет форму параболоида вращения и является тонким и вытянутым вдоль оси  $z$ , что соответствует сделанным предположениям. Далее будет показана форма КТС в 3 D. **Рисунок 26г** показывает, что течение является действительно сверхальфвеновским<sup>10</sup>. Тем не менее, стоит отметить, что вблизи оси вращения альфвеновская скорость не намного меньше  $v_z$ , и точность модельных оценок снижена.

Увеличение альфвеновской скорости внутри области КТС по сравнению с её границами – согласующийся с наблюдениями признак КТС [Khabarova et al. 2017]. При значении  $\varepsilon = -1.001$ , более близком к -1, чем в рассмотренных выше случаях, толщина КТС количественно соответствует наблюдениям (угловой размер  $1.8^\circ$ , см. формулу 12). При  $\varepsilon = -1.001$  были

<sup>10</sup> Величина альфвеновской скорости равна нулю на КТС, т.к. при её вычислении учитывалось только полоидальное магнитное поле (в этом смысле построена “полоидальная альфвеновская скорость”). Для задачи существенна именно полоидальная альфвеновская скорость, потому что только полоидальное магнитное поле влияет на величину  $4\pi\alpha^2$  в формулах для азимутальных компонент полей (27, 28) и для предположения важно только оно.

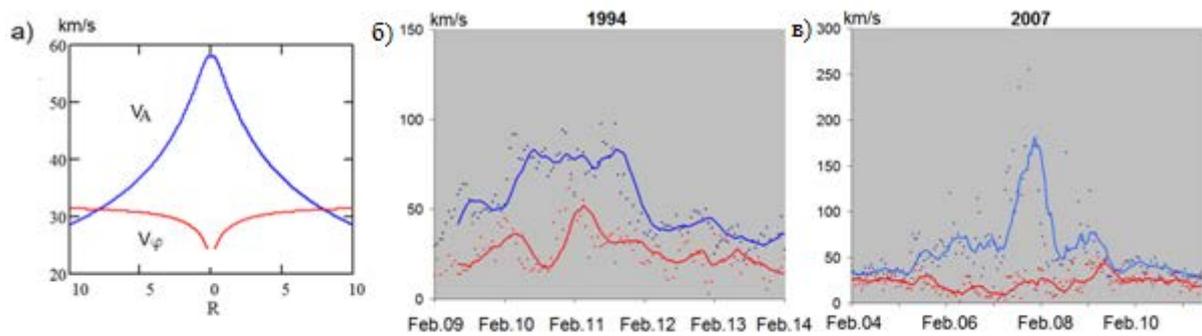
построены графики для альфвеновской и азимутальной скоростей (**Рисунок 27а**). На **Рисунке 27а** границы КТС располагаются на  $8.1 R_{\odot}$ . Вблизи них<sup>11</sup> значения альфвеновской и азимутальной скоростей становятся равными. Из этого следует важная особенность: вблизи границ КТС должна быть расположена “азимутальная альфвеновская поверхность”, на которой  $v_{\phi} = v_a$ . Для проверки этого результата были построены графики тех же величин по результатам наблюдений КТС в 1994 и 2007гг. (**Рисунок 27б, в**). Схожесть поведения модельных и наблюдаемых кривых не оставляет сомнений в верности предсказанного эффекта.



**Рисунок 26.** Зависимости от расстояния до оси вращения  $r$  а) азимутальной компоненты ММП, в) азимутальной плотности тока и г) отношение квадратов альфвеновской скорости и вертикальной компоненты скорости солнечного ветра  $v_z$ . На панели б) изображена зависимость радиуса КТС от высоты над полюсом Солнца. По горизонтальной оси всюду радиус  $r$ , единица измерения – радиус Солнца.  $z = 2.5 \text{ AU}$ ,  $\varepsilon = -0.01$ . [Кислов 2017].

Известно, что на альфвеновской поверхности имеются условия для нарушения коротации плазмы звезд или планет (например, [Hill 1979]). Поэтому КТС может соответствовать границе области, в которой плазма солнечного ветра коротатирует с полярными областями на Солнце. Более детальное исследование эффекта коротации вблизи КТС может быть проведено в будущем.

<sup>11</sup> Но не в точности на них, при  $r=7.9 R_{\odot}$ .



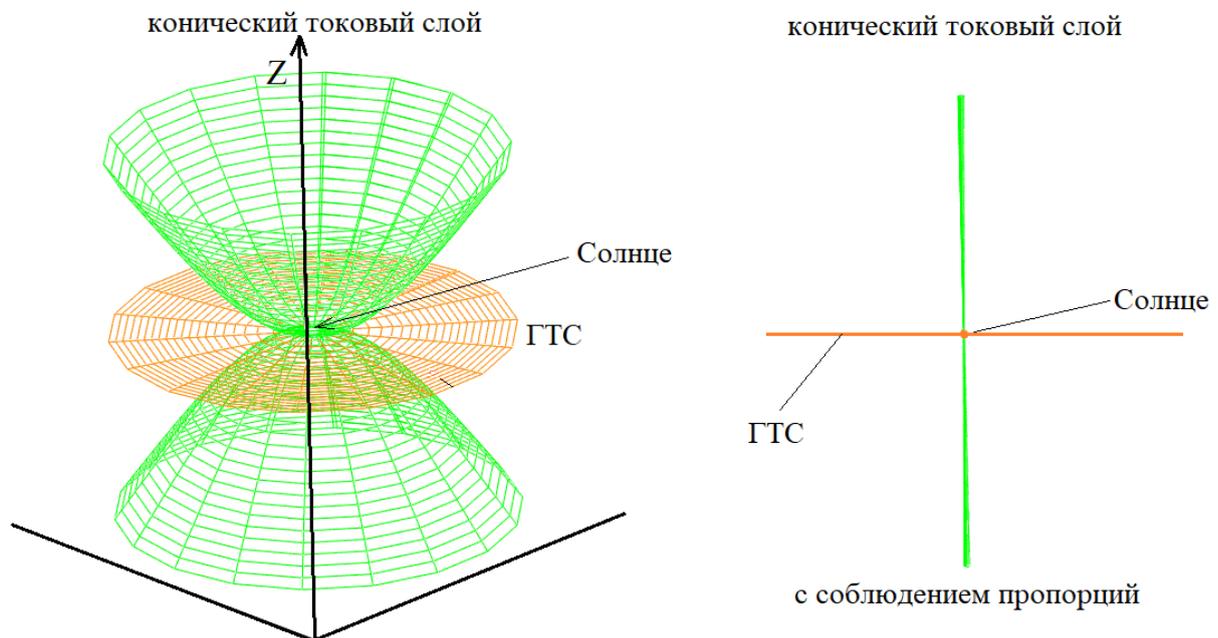
**Рисунок 27.** Альфвеновская (синие кривые) и азимутальная (красные кривые) скорости внутри КТС. а) Результаты моделирования, расстояние от оси вращения указано в радиусах Солнца,  $z=2.5$  AU, (б, в) наблюдения Ulysses в 1994 и в 2007 годах, соответственно. Разрыв вблизи оси вращения на (а) связан с неприменимостью оценки азимутальной скорости при малых радиусах. [Khabarova et al. 2017].

Решения, показанные на **Рисунках 25-27**, качественно согласуются с наблюдениями пересечений КТС. Получены провалы скорости и бета, пики концентрации и магнитного поля. Отличия между решениями и наблюдениями (в частности  $\beta$  меньше в модели в примерно 2 раза, чем в наблюдениях) объясняются тем, что выбраны упрощённые граничные условия, а сама модель носит оценочный характер. Изучение условий в полярной корональной дыре – вопрос дальнейших исследований.

Форма КТС показана на **Рисунке 28**, выполненном на основе полученных в [Khabarova et al. 2017] результатов. Слева показан рисунок с увеличенными по  $x$ ,  $y$  масштабами, чтобы продемонстрировать конусообразную форму КТС. Справа масштабы по всем осям одинаковы. Правый реалистичный рисунок показывает, насколько сильно вытянут КТС в модели и, вероятно, в реальности (что согласуется с **Рисунком 2г**).

Таким образом, выше представлена модель конических токовых слоёв (КТС) в полярной гелиосфере. Получены пространственные распределения основных параметров плазмы и ММП внутри области, ограниченной КТС, а также найдена форма КТС. Модель была использована для интерпретации наблюдений. Конкретный вид решений определяется условиями в корональной дыре и в фотосфере и зависит от одиннадцати дополнительных предположений и шести основных. Основные предположения нацелены на упрощение уравнений модели и касаются общих свойств солнечного ветра. Согласно дополнительным предположениям, в области, ограниченной КТС (далее просто “внутри КТС”), и в окружающем её пространстве

отличается полярность ММП. Также внутри КТС имеется локальный максимум плотности плазмы. Из-за предполагаемой изотропии плотности потока массы возникает минимум скорости. Таким образом, область внутри КТС представляет собой своеобразную плазменную воронку [Кислов 2017]. Граница КТС представляет собой конусообразную нейтральную поверхность  $B_z$  с ненулевым азимутальным магнитным полем и малым  $B_r$ . Как следствие внутри КТС должны течь токи вдоль оси симметрии<sup>12</sup>. Они могут быть частью глобальной гелиосферной токовой цепи, предсказанной Альфвеном [Alfven 1977]. Здесь отметим, что в модели полный ток не является однозначной функцией магнитного потока, он зависит и от радиуса, т.к. значительная часть тока должна покидать КТС через боковую границу за счёт её больших размеров.



**Рисунок 28.** Форма конического/конусообразного токового слоя (КТС) согласно модели в увеличении (слева) и в реалистичных пропорциях (справа). На обоих рисунках зелёным показана нейтральная поверхность КТС, верхняя и нижняя границы КТС соответствуют 2.5 AU выше/ниже солнечного экватора. На левом рисунке масштабы вдоль оси вращения Солнца  $z$  и в поперечных к ней направлениях не совпадают, чтобы можно было различить форму КТС. Оранжевым показано возможное положение ГТС на экваторе. На правом рисунке масштабы по всем осям одинаковые, видно, что КТС сильно вытянут вдоль оси  $z$ . Решения получены при температуре плазмы  $T = 2.5$  эВ.

<sup>12</sup> При этом их плотность будет меньше, чем азимутальная компонента плотности тока, т.к. азимутальное магнитное поле, определяющее полюидальные токи слабее, чем  $B_z$ .

В представленной модели КТС является осесимметричным и не содержит внутри дополнительных нейтральных поверхностей. Наблюдения указывают на то, что внутри области, ограниченной КТС, могут быть нейтральные линии ММП. Причин, по которым они могут существовать, как минимум две. Первая – внутри корональной дыры много нейтральных поверхностей. Их происхождение может быть тривиальным. Так в модели цилиндрического плазменного разряда [Кадомцев 1988] магнитное поле описывается функциями Бесселя, которые имеют много нулей. Вполне возможно, при построении модели, справедливой не только внутри КТС, но на больших расстояниях от него, решения будут описываться более естественными для цилиндрической геометрии<sup>13</sup> задачи функциями Бесселя. Вторая причина – цилиндрические токовые слои могут быть неустойчивы. Как было показано в работе [Попоудин и др. 2012], цилиндрический токовый слой может принимать сложную форму из-за кинк-неустойчивости. Ранее была исследована тиринг-неустойчивость в цилиндрической плазменной конфигурации [Зелёный 1979].

**На защиту из этой главы выносятся следующий результат:**

- Построена и исследована модель крупномасштабного высокоширотного токового слоя в полярной гелиосфере внутри потока из корональной дыры. Показано, что такие слои могут иметь коническую форму, характеризуются провалом скорости на фоне окружающего быстрого солнечного ветра, а также локальным снижением плазменного бета. Модель позволила интерпретировать результаты наблюдений космического аппарата Ulysses и описать конические токовые слои в высокоширотной гелиосфере.

---

<sup>13</sup> Конические токовые слои тоже описываются в рамках цилиндрической задачи.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей диссертации проведено теоретическое исследование трех типов крупномасштабных токовых структур в соленчном ветре. В рамках аналитических моделей были решены три основные задачи. В соответствии с **Задачей I** была построена модель гелиосферного плазменного слоя, окружённого сепаратрисами, с тонким гелиосферным токовым слоем внутри, лежащим в области замкнутых линий магнитного поля вдали от Солнца. Приведены оценки протекающего в ГТС тока, согласующиеся с полученными ранее [Alfven 1977]. В построенной модели ГТС-ГПС впервые учтены замкнутые линии магнитного поля на больших расстояниях от Солнца и сепаратрисы, отделяющие их от открытых линий магнитного поля окружающего солнечного ветра. Вдоль сепаратрис ГПС расположены дополнительные тонкие токовые слои, что соответствует наблюдениям. В модели ГТС-ГПС учитывается азимутальное магнитное поле, вызванное поверхностными токами в фотосфере. Впервые исследована зависимость толщины ГПС от гелиоцентрического расстояния. Приведены оценки минимальной угловой скорости вращения плазменного диска ГПС вдали от Солнца, которые согласуются с результатами, полученными ранее другими авторами. Получены следующие результаты:

- Впервые построена самосогласованная модель гелиосферного плазменного слоя для различных расстояний от Солнца. Интегральный ток в системе ГТС-ГПС зависит экспоненциально от высотного-проинтегрированной проводимости солнечной атмосферы в области протекания поверхностных токов на Солнце. При выбранном безразмерном соотношении  $\Sigma/c=105$  оценки полного тока в ГТС позволяют получить согласующееся по величине с наблюдениями азимутальное магнитное поле. При  $\Sigma/c=125$  величина тока увеличивается более чем на порядок.
- В модели из-за зависящего от гелиошироты знака разности потенциалов между короной и фотосферой меняется направление полоидальных токов в гелиосфере. Как следствие, может существовать расстояние, на котором паркеровская спираль ММП меняет своё направление из-за изменения знака  $B_\phi$ . В модели это происходит при  $r=245$  радиусов Солнца.
- В роли естественных границ ГПС могут выступать сепаратрисные токовые слои, отделяющие ГПС от области открытых линий магнитного поля в гелиосфере. В модели расстояние между сепаратрисами составляет 2.5 радиуса Солнца, что согласуется с наблюдениями. Наличие окружающих ГТС токовых слоёв также соответствует наблюдениям.

Таким образом, был описан ГПС на больших пространственных масштабах. Внутренняя структура тонкого ГТС является предметом дальнейших исследований. Для её изучения лучше подходит квазиadiaбатический подход [Malova et al. 2017], также возможна гибридная модель.

Решена **Задача II**: Модель стационарных крупномасштабных токовых слоёв солнечного происхождения предсказывает, что количество, форма и положение стационарных токовых слоев в солнечном ветре зависят от вклада квадрупольной и октупольной компонент в общее дипольное магнитное поле Солнца. Показано, что если дипольная компонента магнитного поля Солнца доминирует над остальными, то токовый слой, соответствующий гелиосферному токовому слою (ГТС), будет единственным на низких гелиоширотах. В остальных случаях число квазистационарных токовых слоев может меняться в пределах от одного до трёх. Так, дополнительно к ГТС могут сформироваться и другие квазистационарные токовые слои на средних и/или высоких гелиоширотах. В реальности, на Солнце может наблюдаться большее число нейтральных линий из-за нестационарных процессов в многополярных активных областях. Самые устойчивые из них могут вытягиваться в гелиосферу и формировать нейтральные поверхности крупномасштабных токовых структур в солнечном ветре, расположенных на различных гелиоширотах (при фиксированном гелиоцентрическом расстоянии). Последнее обстоятельство может внести вклад в интерпретацию *in situ* наблюдений.

Решена **Задача III**: В рамках модели полярных конусообразных токовых слоёв (КТС) получены следующие результаты:

- Впервые построена модель полярных токовых слоёв в гелиосфере, имеющая качественное согласие с наблюдениями и позволяющая их интерпретировать.
- Показано, что полярные токовые слои могут иметь конусообразную форму.
- Наблюдаемые минимум скорости солнечного ветра и максимумы концентрации и плазменного бета могут быть следствием локального пика плотности плазмы внутри корональной дыры и однородности плотности потока плазмы.
- Вблизи границ КТС расположена “азимутальная альфвеновская поверхность”, на которой  $v_\phi = v_a$ .

Таким образом, в работе решены все поставленные задачи и получены результаты, не противоречащие наблюдениям, а в некоторых случаях даже стимулирующие наблюдательные исследования в определённом направлении. Построенные модели имеют широкую область применения и могут быть использованы в различных областях солнечно-земной физики и физики космической плазмы.

**Благодарности**

Диссертант выражает искреннюю благодарность научным руководителям Х. В. Маловой и О. В. Хабаровой за руководство, многолетнее совместное творчество и знакомство с научным миром; своим соавторам Васько И. Ю., Веселовскому И. С., Зелёному Л. М., Кузнецову В. Д., Маевскому Е. В., Обридко В. Н., Попову В. Ю. за ценные обсуждения и поддержку; маме Т. М. Кисловой и бабушке Н. И. Ченцовой за моральную поддержку во время написания диссертации.

## СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

$r$  – цилиндрический радиус, отсчитывается от оси вращения Солнца

$\varphi$  – азимутальный угол

$z$  – координата, направляющий вектор направлен вдоль оси вращения Солнца

$R$  – сферический радиус, отсчитывается из центра Солнца

$\theta$  – полярный угол. Отсчитывается от оси вращения Солнца. В тексте в качественных рассуждениях встречается термин “широта”, которая определяется как  $\pi/2-\theta$ . Зависимости от  $\theta$  называются “широтными зависимостями” или “зависимостями от широты”.

$\mathbf{r}$  – радиус-вектор

$B$  – модуль магнитного поля

$\mathbf{B}$  – вектор магнитного поля

$B_i$  – компонента магнитного поля.  $i=r$  – радиальная,  $i=\varphi$  – азимутальная,  $i=z$  – вертикальная (цилиндрическая система координат).  $i=R$  – радиальная,  $i=\theta$  – меридиональная,  $i=\varphi$  – азимутальная (сферическая система координат).

$\Phi$  – магнитный поток

$\rho$  – плотность плазмы

$n$  – концентрация плазмы

$T$  – температура плазмы (одножидкостное МГД)

$m_i$  – масса протона ( $i=p$ ) или электрона ( $i=e$ ).

$j$  – модуль плотности тока

$\mathbf{j}$  – вектор плотности тока

$j_i$  – компонента плотности тока.  $i=r$  – радиальная,  $i=\varphi$  – азимутальная,  $i=z$  – вертикальная (цилиндрическая система координат).  $i=R$  – радиальная,  $i=\theta$  – меридиональная,  $i=\varphi$  – азимутальная (сферическая система координат).

$v$  – модуль скорости плазмы

$\mathbf{v}$  – вектор скорости плазмы

$v_i$  – компонента скорости плазмы.  $i=r$  – радиальная,  $i=\varphi$  – азимутальная,  $i=z$  – вертикальная (цилиндрическая система координат).  $i=R$  – радиальная,  $i=\theta$  – меридиональная,  $i=\varphi$  – азимутальная (сферическая система координат).

$E$  – модуль электрического поля

$\mathbf{E}$  – вектор электрического поля

$E_i$  – компонента электрического поля.  $i=r$  – радиальная,  $i=\varphi$  – азимутальная,  $i=z$  – вертикальная (цилиндрическая система координат).  $i=R$  – радиальная,  $i=\theta$  – меридиональная,  $i=\varphi$  – азимутальная (сферическая система координат).

$\Psi$  – электрический потенциал

$F$  – поток массы

$\omega$  – угловая скорость плазмы

$M$  – альфвеновское полоидальное число Маха

$\beta$  – плазменное бета

СВ – солнечный ветер

ТС – токовый слой

ГТС – гелиосферный токовый слой

ГПС – гелиосферный плазменный слой

СТС – (квази-)стационарный токовый слой

КТС – конический токовый слой

ММП – межпланетное магнитное поле

МПС – магнитное поле Солнца

АП – альфвеновская поверхность

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Альвен Г., Аррениус Г. Эволюция солнечной системы. – М.: Мир, 1979. – 511 с.
- Бадалян О. Г., Обридко В. Н., Сикора Ю. Циклические вариации дифференциального вращения солнечной короны // *Астрономический журнал*. – 2006. – Т. 83. – N 4. – С. 352-367.
- Бескин В. С. Осесимметричные и стационарные течения в компактных астрофизических объектах // *Успехи физических наук*. – 1997. – Т. 167. – N 7. – С. 689–720. DOI: 10.3367/UFNr.0167.199707a.0689
- Бескин В. С. Осесимметричные стационарные течения в астрофизике. – М., ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 384 с.
- Бисикало Д. В., Жилкин А. Г., Боярчук А. А. Газодинамика тесных двойных звёзд, с. 95. – М., ФИЗМАТЛИТ, 2013. – 632 с.
- Брагинский С. И. Вопросы теории плазмы, с. 237–240. Выпуск 1 / Под ред. М. А. Леонтовича. – М., Атомиздат, 1963. – 287 с.
- Вандакуров Ю. В. Конвекция на Солнце и 11-летний цикл, с. 7. – Ленинград, Ленинградское отделение изд-ва “Наука”, 1976. – 156 с.
- Веселовский И. С., Лукашенко А. Т. Модель магнитного поля во внутренней гелиосфере с учетом выравнивания радиальной напряженности в короне Солнца // *Астрономический вестник. Исследования Солнечной системы*. – 2012. – Т. 46. – N 2. – С. 162.
- Веселовский И. С., Ермолаев Ю. И. Гелиосфера, с. 269-377 / *Плазменная гелиогеофизика* / Под ред. Л. М. Зелёного, И. С. Веселовского. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – Т. 1. – 672 с.
- Еселевич М.В., Еселевич В.Г. Пояс стримеров в короне солнца и на орбите земли // *Геомагнетизм и аэрономия*. – 2007. – Т. 47. – N 3. – С. 309–316.
- Еселевич М.В., Еселевич В.Г. Структура пояса корональных стримеров // *Астрономический журнал*. – 2005. – Т. 82. – N 1. – С. 79–87.
- Зелёный Л. М. Тиринг-неустойчивость в цилиндрических плазменных конфигурациях // *Физика Плазмы*. – 1979. – Т.5. – N 5. – С. 1044-1049.
- Зелёный Л. М., Артемьев А. В., Малова Х. В., Петрукович А. А., Накамура Р. Метастабильность токовых слоёв // *Успехи физических наук*. – 2010. – Т. 180. – N 9. DOI: 10.3367/UFNr.0180.201009g.0973
- Измоденов В. В. Глобальная структура гелиосферы: трёхмерная кинетико-магнитогидродинамическая модель и анализ данных космических аппаратов // *Успехи физических наук*. – 2018. – Т. 188. N 8. – С. 881–893. DOI: 10.3367/UFNr.2017.04.038293
- Кадо́мцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. – М.: Наука, 1988.

Кислов Р. А. МГД-модель высокоширотного токового слоя в гелиосфере // Учёные записки физического факультета Московского Университета. – 2017. – N 4. – С. 1740704.

Кислов Р. А., Малова Х. В., Васько И. Ю. Двумерная МГД-модель магнитодиска Юпитера // Космические исследования. – 2015. – Т. 53. – N 5. – С. 1–14.

Кислов Р. А., Малова Х. В., Васько И. Ю. Модель магнитодиска Юпитера // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика и астрономия. – 2013. – N 1. – С. 79–83.

Котова Г. А., Грингауз К. И., Безруких В. В., Веригин М. И., Швачунова Л. А., Ридлер В., Швингеншу К. Зависимость скорости солнечного ветра от расстояния до гелиосферного токового слоя по данным спутника “Прогноз-9” // Космические исследования. – 1987. – Т. 25. – N 1. – С. 93–102.

Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Том VIII. Издание второе / Под ред. Е. М. Лифшица, Л. П. Питаевского. – М.: Наука, 1982.

Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. Том II. Издание восьмое / Под ред. Л. П. Питаевского. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006.

Маевский Е. В., Кислов Р. А., Малова Х. В., Попов В. Ю., Петрукович А. А. Модель солнечного ветра в гелиосфере на низких и высоких широтах // Физика плазмы. – 2018. – Т. 44. – N 1. – С. 89–101.

Маевский Е.В., Кислов Р.А., Малова Х.В., Хабарова О.В., Попов В.Ю., Петрукович А.А. Солнечный ветер и гелиосферная токовая система в годы максимума и минимума солнечной активности // Космические исследования. – 2018. – Т. 56. – N 6. – С. 394–403.

Маевский Е.В., Кислов Р.А., Малова Х.В., Хабарова О.В., Попов В.Ю., Петрукович А.А. Моделирование магнитоплазменных структур в солнечном ветре // Учёные записки физического факультета Московского Университета. – 2018. – N 5. – С. 1850307.

Маевский Е.В., Кислов Р.А., Малова Х.В., Хабарова О.В., Попов В.Ю., Петрукович А.А., Зеленый Л.М. Структура солнечного ветра в гелиосфере в зависимости от фазы солнечного цикла: крупномасштабная динамика гелиосферного токового слоя // Океанологические исследования. – 2019. – Т. 47. – N 1. – С. 85-87.

Малова Х. В., Попов В. Ю., Григоренко Е. Е., Дунько А. В., Петрукович А. А. Гелиосферный токовый слой и эффекты его взаимодействия с солнечными космическими лучами // Физика плазмы – 2016. – Т. 42. – N 8. – 722–734.

Мансуров С. М. Новые доказательства связи между магнитными полями космического пространства и Земли // Геомагнетизм и аэрономия. – 1969. – Т. 9. – N 4. – С. 768-770.

Мингалёв О. В., Хабарова О. В., Малова Х. В., Мингалёв И. В., Кислов Р. А., Мельник М. Н., Сецко П. В., Зелёный Л. М., Zank G. P. Моделирование Ускорения протонов в магнитном

острове в складке гелиосферного токового слоя // *Астрономический вестник*. – 2019. – Т. 53. – N 1. – С. 34–60.

Морозов А. И., Соловьёв Л. С., Вопросы теории плазмы, с. 16-46. Выпуск 8 / Под ред. М. А. Леонтовича. – М.: Атомиздат, 1974. – 384 с.

Писанко Ю. В. Солнечный ветер. – М.: Институт прикладной геофизики им. Е. К. Фёдорова, 2011. – 135с.

Попоудин С. Ю., Артемьев А. В., Малова Х. В. Изгибная неустойчивость цилиндрического токового слоя // *Космические исследования*. – Т. 50. – N 4. – С. 303-314.

Соловьёв Л. С. Вопросы теории плазмы, с. 245–287. Выпуск 3 / Под ред. М. А. Леонтовича. – М.: Атомиздат, 1963. – 291 с.

Физика Космоса. Маленькая энциклопедия. Гелиосфера (Бургин М. С.). Издание второе / Под ред. Р. А. Сюняева. – М.: Советская энциклопедия, 1986.

Хабарова О. В. Межпланетное магнитное поле: зависимость от расстояния и широты // *Астрономический журнал*. – 2013. – Т. 90. – N 11. – С. 919–935. DOI: 10.7868/S0004629913110029

Хабарова О. В., Обридко В. Н., Кислов Р. А., Малова Х. В., Бемпорад А., Зелёный Л. М., Кузнецов В. Д., Харшиладзе А. Ф. Эволюция скорости солнечного ветра с расстоянием от Солнца в зависимости от фазы цикла. Сюрпризы от Ulysses и неожиданности по данным наблюдений короны // *Физика плазмы*. – 2018. – Т. 44. N 9. – С. 752–766. DOI: 10.1134/S0367292118090068

Чашей И.В., Шишов В.И., Власов В.И., Тюльбашев С.А., Субаев И.А., Шутенков В.Р. Проявления солнечной активности в межпланетных и ионосферных мерцаниях // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. – 2006. – Т. 70. – N 10. – С. 1541–1543.

Шабанский В.П. Явления в околоземном пространстве. – М.: Наука, 1972. – 272 с.

Шабанский В.П., Шистер А.Р. Взаимодействие потоков с разными скоростями в солнечном ветре // *Геомагнетизм и аэрономия*. – 1973а. – Т. 13. N 4. –С. 569–573.

Шабанский В.П., Шистер А.Р. Сверхзвуковое истечение плазмы из вращающегося источника, Докл. АН СССР. – 1973б. – Т. 211. – N 4. – С. 825–828.

Шишов В.И., Тюльбашев С.А., Субаев И.А., Чашей И.В. Наблюдения межпланетных и ионосферных мерцаний ансамбля радиоисточников в режиме мониторинга // *Астрономический вестник. Исследования Солнечной системы*. – 2008. – Т. 42. – N 4. – С. 363–372.

Adhikari L., Khabarova O., Zank G. P., Zhao, L.-L. The Role of Magnetic Reconnection-associated Processes in Local Particle Acceleration in the Solar Wind // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – Vol. 873. – Issue 1. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab05c6>

Alfven H. Cosmic plasma, *Astrophysics and Space Science Library*. – 1981. – Vol. 82 (Springer, Netherlands). <https://doi.org/10.1007/978-94-009-8374-8>

Alfven H. Electric currents in cosmic plasmas // *Reviews of Geophysics*. – 1977. – Vol. 15. – 271. DOI: 10.1029/RG015i003p00271

Antonucci E., Svalgaard L. Green corona and solar sector structure // *Solar Physics*. – 1974. Vol. 36, 1. – P. 115, <https://doi.org/10.1007/BF00151551>

Arge C. N., Luhmann J. G., Odstrčil D., Schrijver C. J. and Li Y. Stream structure and coronal sources of the solar wind during the May 12th, 1997 CME // *The Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. – 2004. – Vol. 66. – Pp. 1295–1309.

Arge C. N., Pizzo V. J. Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates // *Journal of Geophysical Research*. – 2000. – Vol. 105. – Issue A5. – Pp. 10465–10480. DOI: 10.1029/1999JA000262

Banaszkiewicz M., Axford W. I., McKenzie J. F. An analytic solar magnetic field model // *Astronomy and Astrophysics*. – 1998. – Vol. 337. – 940. <http://aa.springer.de/bibs/8337003/2300940/small.htm>

Behannon K. W., Neubauer F. M., Barnstorf H. Fine-scale characteristics of interplanetary sector boundaries // *Journal of Geophysical Research*. – 1981. – Vol. 86, Issue A5. – P. 3273. DOI: 10.1029/JA086iA05p03273

Belenkaya E. S. Dynamo in the Outer Heliosheath: Necessary Conditions // *Solar Physics*. – 2015. – Vol. 290. – Issue 7. – Pp. 2077–2092. DOI: 10.1007/s11207-015-0741-9.

Bemporad A. Exploring the Inner Acceleration Region of Solar Wind: A Study Based on Coronagraphic UV and Visible Light Data // *Astrophysical Journal*. – 2017. – Vol. 846. – P. 86. DOI: 10.3847/1538-4357/aa7de4

Birn J. The boundary value problem of magnetotail equilibrium // *Journal of Geophysical Research*. – 1991. Vol. 96. – Issue A11. – P. 19441.

Birn J., Dorelli J. C., Hesse M., Schindler K. // *Journal of Geophysical Research*. – 2004. Vol. 109. Issue A2. DOI: 10.1029/2003JA010275

Bisi M. Heliophysics with radio scintillation and occultation // *In Heliophysics: Active Stars, their Astrospheres, and Impacts on Planetary Environments* / Ed. C. Schrijver, F. Bagenal, J. Sojka. – Cambridge: Cambridge University Press. – 2016. – P. 289. <https://doi.org/10.1017/CBO9781316106778.014>

Bisi M. M., Jackson B. V., Hick P. P., Buffington A., Odstrčil D., Clover J. M. Three-dimensional reconstructions of the early November 2004 Coordinated Data Analysis Workshop geomagnetic storms: Analyses of STELab IPS speed and SMEI density data // *Journal of Geophysical Research*. – 2008. – Vol. 113, A00A11. <https://doi.org/10.1029/2008JA013222>

Bogovalov S. V. On the theory of MHD winds from a magnetosphere of axisymmetric rotators // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1994. – Vol. 270, – P. 721. DOI: 10.1093/mnras/270.4.721

Bogovalov S. V. Plasma flow in the magnetosphere of an axisymmetric rotator // // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1996. – Vol. 280. – Issue 1. – Pp. 39–52. DOI: 1996MNRAS.280...39B

Bravo S., Gonzalez-Esparza J. A. The north-south asymmetry of the solar and heliospheric magnetic field during activity minima // *Geophysical Research Letters*. – 2000. – Vol. 27. – Issue 6. – P. 847. DOI: 10.1029/1999GL010709

Breech B., Matthaeus W. H., Cranmer S. R., Kasper J. C., Oughton S. Electron and proton heating by solar wind turbulence // *Journal of Geophysical Research*. – 2009. – Vol. 114. – Issue A09103. DOI: 10.1029/2009JA014354

Bruno R., Burlaga L. F., Hundhausen A. J. Quadrupole distortions of the heliospheric current sheet in 1976 and 1977 // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. – 1982. – Vol. 87. – Issue A12. – P. 10339. DOI: 10.1029/JA087iA12p10339

Burger R. A., Krüger T. P. J., Hitge M., Engelbrecht N. E. A Fisk-Parker Hybrid Heliospheric Magnetic Field with a Solar-Cycle Dependence // *Astrophysical Journal*. – 2008. – Vol. 674. – Issue 1. – 511. DOI: 10.1086/525039

Burlaga L. F., Ness N. F., Berdichevsky D. B., Park J., Jian L. K., Szabo A., Stone E. C., Richardson J. D. Magnetic field and particle measurements made by Voyager 2 at and near the heliopause // *Nature Astronomy*. – 2019. – Vol. 3. Pp. 1007–1012. DOI: 10.1038/s41550-019-0920-y.

Chhiber R., Usmanov A. V., Matthaeus W. H., Goldstein M. L. Contextual predictions for the Parker Solar Probe. I. Critical surfaces and regions // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – Vol. 241. – 11, <https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab0652>

Cohen O. Quantifying the Difference Between the Flux-Tube Expansion Factor at the Source Surface and at the Alfvén Surface Using a Global MHD Model for the Solar Wind // *Solar Physics*. – 2015. – Vol. 290. – 2245. DOI: 10.1007/s11207-015-0739-3

Crooker N. U., Siscoe G. L., Shodhan S., Webb D. F., Gosling J. T., Smith E. J. Multiple heliospheric current sheets and coronal streamer belt dynamics // *Journal of Geophysical Research*. – 1993. – Vol. 98. – Issue A6. – P. 9371. DOI: 10.1029/93JA00636

Crooker N. U., Kahler S. W., Gosling J. T., Larson D. E., Lepping R. P., Smith E. J., De Keyser J. Scales of heliospheric current sheet coherence between 1 and 5 AU // *Journal of Geophysical Research*. – 2001. – Vol. 106. – Issue A8. – Pp. 15963-15972.

Czechowski A., Strumnik M., Grygorczuk J., Grzedzielski S., Ratkiewicz R., Scherer K. Structure of the heliospheric current sheet from plasma convection in time-dependent heliospheric models // *Astronomy & Astrophysics*. 2010. – Vol. 516. A17. – 10. DOI: 10.1051/0004-6361/200913542

Davis L., Jr. Stellar and Solar Magnetic Fields, Proceedings of the IAU Symposium no. 22. Edited by R. Lust. International Astronomical Union // Symposium no. 22, North-Holland Pub. Co., Amsterdam. –1965. – P.202.

DeForest C. E., Howard R. A., Velli M., Viall N., Vourlidis A. The Highly Structured Outer Solar Corona // *Astrophysical Journal*. – 2018. – Vol. 862. – Issue 18. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac8e3>

DeForest C. E., Howard T. A., Tappin S. J. Observations of detailed structure in the solar wind at 1 AU with STEREO/HI-2 // *The Astrophysical Journal*. – 2011. – Vol. 738. – Issue 1. DOI: 10.1088/0004-637X/738/1/103

DeForest C. E., Matthaeus W. H., Viall N. M., Cranmer S. R. Fading coronal structure and the onset of turbulence in the young solar wind // *The Astrophysical Journal*. – 2016. – Vol. 828. – 66.

DeRosa M. L., Brun A. S., Hoeksema J. T. Solar magnetic field reversals and the role of dynamo families // *ApJ*. – 2012. – Vol. 757. – P. 96. DOI: 10.1088/0004-637X/757/1/96

Echim M. M., Lemaire J. and Lie-Svendsen Ø. A Review on Solar Wind Modeling: Kinetic and Fluid Aspects // *Surveys in Geophysics*. – 2011. – Vol. 32. – Issue 1. – Pp. 1–70. DOI: 10.1007/s10712-010-9106-y

Edmondson J. K., Antiochos S. K., DeVore C. R., Zurbuchen T. H. Formation and Reconnection of Three-dimensional Current Sheets in the Solar Corona // *The Astrophysical Journal*. – 2010. – *ApJ*, 718. – Issue 1. – P. 72. DOI: 10.1088/0004-637X/718/1/72

Edmondson J. K., Lynch B. J., Antiochos S. K., DeVore C. R., Zurbuchen T. H. Reconnection-driven dynamics of coronal-hole boundaries // *Astrophysical Journal*. – 2009. – Vol. 707. – Issue 2. – Pp. 1427–1437. DOI: 10.1088/0004-637X/707/2/1427

Elliott H. A., Henney C. J., McComas D. J., Smith C. W., Vasquez B. J. Temporal and radial variation of the solar wind temperature-speed relationship // *Journal of Geophysical Research*. – 2012. – Vol. 117. – A09102. DOI: 10.1029/2011JA017125

Erkaev N. V., Semenov V. S., Biernat H. K. Rate of unsteady reconnection in an incompressible plasma // *Advances in Space Research*. – 2002. – Vol. 29. – Issue 7. – Pp. 1075-1080. DOI: 10.1016/S0273-1177(02)00024-8

Eyink G. L. Turbulent General Magnetic Reconnection // *The Astrophysical Journal*. – 2015. – Vol. 807. – Issue 2. DOI: 10.1088/0004-637X/807/2/137

Fahr H.-J., Fichtner H. Physical reasons and consequences of a three-dimensionally structured heliosphere // *Space Science Reviews*. – 1991. – Vol. 58. – Pp. 193–258.

Ferraro V. C. A. The non-uniform rotation of the Sun and its magnetic field // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1937. 97. – 458. DOI: 10.1093/mnras/97.6.458

Fisk L. A. Motion of the footpoints of heliospheric magnetic field lines at the Sun: Implications for recurrent energetic particle events at high heliographic latitudes // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. – 1996. – Vol. 101. – Issue A7. – P. 15547. DOI: 10.1029/96JA01005

Fleishman G. D., Pal'shin V. D., Meshalkina N., Lysenko A. L., Kashapova L. K., Altyntsev A. T. A cold flare with delayed heating // *The Astrophysical Journal*. – 2016. – Vol. 822. – Issue 2. DOI: 10.3847/0004-637X/822/2/71

Gibson S. E., Bagenal F., Low B. C. Current sheets in the solar minimum corona // *Journal of Geophysical Research*. – 1996. – Vol. 101. – Issue A3. – Pp. 4813-4823.

Gibson S. E., Foster D. J., Guhathacurta M., Holzer T., Cyr O.C. St. Three-dimensional coronal density structure // *Journal of Geophysical Research*. – 2003. – Vol. 108. – Issue A12. – P. 1444.

Girish T. E., Prabhakaran Nayar S. R. North-south asymmetry in the heliospheric current sheet and the IMF sector structure // *Solar Physics*. – 1988. – Vol. 116. – P. 369. DOI: 10.1007/BF00157484

Harris E. G. On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic field // *Nuovo Cimento*. – 1962. – Vol. 23. – Issue 1. – P. 115.

Heber B., Kopp A., Gieseler J., Muller-Mellin R., Fichtner H., Scherer K., Potgieter M. S., Ferreira S. E. S. Modulation of Galactic Cosmic Ray Protons and Electrons During an Unusual Solar Minimum // *The Astrophysical Journal*. – 2009. – Vol. 699. – Issue 2. – Pp. 1956–1963. DOI: 10.1088/0004-637X/699/2/1956

Heyvaerts J., Norman C. The Collimation of Magnetized Winds // *The Astrophysical Journal*. – 1989. – Vol. 347. – Pp. 1055–1081. DOI: 10.1086/168195

Higginson A. K., Antiochos S. K., DeVore C. R. P., Wyper F., Zurbuchen T. H. Formation of Heliospheric Arcs of Slow Solar Wind // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2017. – Vol. 840. – Issue 1. DOI: 10.3847/2041-8213/aa6d72

Higginson A. K., Antiochos S. K., DeVore C. R., Wyper P. F., Zurbuchen T. H. Dynamics of Coronal-Hole Boundaries // *The Astrophysical Journal*, 2016. 2016arXiv161104968H

Hill T. W. Inertial limit on corotation // *Journal of Geophysical Research*. – 1979. – Vol. 84. – A11. – Pp. 6554-6558.

Hoeksema J.T. The Large-Scale Structure of the Heliospheric Current Sheet During the ULYSSES Epoch // *Space Science Reviews*. – 1995. – Vol. 72. – Issue 1–2. – Pp. 137–148.

Hundhausen A. J. Coronal expansion and solar wind in J. R. Jokipii, C.S. Sonett, M. S. Giampappa (eds.) *Cosmic Winds and the Heliosphere*, University of Arizona Press, Tucson, 1997.

Israelevich P. L., Gombosi T. I., Ershkovich A. I., Hansen K. C., Groth C. P. T., DeZeeuw D. L., Powell K. G. MHD simulation of the three-dimensional structure of the heliospheric current sheet // *Astronomy and Astrophysics*. – 2001. – Vol. 376. – Pp. 288–291.

Jackson B. V., Bisi M. M., Hick P. P., Buffington A., Clover J. M., Sun W. Solar Mass Ejection Imager 3-D reconstruction of the 27–28 May 2003 coronal mass ejection sequence // *Journal of Geophysical Research*. – 2008. – Vol. 113. – A00A15. <https://doi.org/10.1029/2008JA013224>

Jackson B. V., Buffington A., Hick P. P. et al. The Solar Mass-Ejection Imager (SMEI) Mission // *Solar Physics*. – 2004. – Vol. 225. – P. 177. <https://doi.org/10.1007/s11207-004-2766-3>

Jackson B. V., Buffington A., Hick P. P., Wang X., Webb D. Preliminary three-dimensional analysis of the heliospheric response to the 28 October 2003 CME using SMEI white-light observations // *Journal of Geophysical Research*. – 2006. – Vol. 111. – A04S91. <https://doi.org/10.1029/2004JA010942>

Jackson B. V., Hick P. P., Buffington A., Bisi M. M., Clover J. M. SMEI direct, 3-D-reconstruction sky maps, and volumetric analyses, and their comparison with SOHO and STEREO observations // *Annales Geophysicae*. – 2009. – Vol. 27. – 4097. <https://doi.org/10.5194/angeo-27-4097-2009>

Jian L. K., MacNeice P. J., Mays M. L., Taktakishvili A., Odstrcil D., Jackson B., Yu H.-S., Riley P., Sokolov I. V. Validation for global solar wind prediction using Ulysses comparison: Multiple coronal and heliospheric models installed at the Community Coordinated Modeling Center // *Journal of Geophysical Research: Space Weather*. – 2016. – Vol. 14. – Issue 8. – Pp. 592–611. <http://dx.doi.org/10.1002/2016SW001435>

Jian L. K., Russel C. T., Luhmann J. G., MacNeice P. J., Odstrcil D., Riley P., Linker J. A., Skoug R. M., Steinberg J. T. Comparison of Observations at ACE and Ulysses with Enlil Model Results: Stream Interaction Regions During Carrington Rotations 2016 – 2018 // *Solar Physics*. 2011. – Vol. 273. – Pp. 179–203. DOI: 10.1007/s11207-011-9858-7

Katsikas V., Exarhos G., Moussas X. Study of the solar Slow Sonic, Alfvén and Fast Magnetosonic transition surfaces // *Advances in Space Research*. 2010. – Vol. 46. – Issue 4. – Pp. 382–390. DOI: 10.1016/j.asr.2010.05.003

Khabarova O.V., Zastenker G.N. Sharp Changes of Solar Wind Ion Flux and Density Within and Outside Current Sheets // *Solar Physics*. – 2011. – Vol. 270. – Issue 1. – Pp. 311–329. DOI: 10.1007/s11207-011-9719-4

Khabarova O.V., Obridko V.N. Puzzles of the Interplanetary Magnetic Field in the Inner Heliosphere // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – Vol. 761. – Issue 2. – P. 82. DOI: 10.1088/0004-637X/761/2/82

Khabarova O.V., Zank G.P., Li G., le Roux J.A., Webb G.M., Dosch A., Malandraki O.E. Small-scale magnetic islands in the solar wind and their role in particle acceleration Part 1: Dynamics of

magnetic islands near the heliospheric current sheet // *The Astrophysical Journal*. – 2015a. – Vol. 808. – Issue 2. DOI: 10.1088/0004-637X/808/2/181

Khabarova O.V., Zank G.P., Li G., le Roux J.A., Webb G.M., Malandraki O.E., Zharkova V. V. Dynamical small-scale magnetic islands as a source of local acceleration of particles in the solar wind // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2015b. – Vol. 642. – 012033. DOI: 10.1088/1742-6596/642/1/012033

Khabarova O.V., Zank G.P., Li G., Malandraki O.E., le Roux J.A., Webb G.M. Small-scale magnetic islands in the solar wind and their role in particle acceleration. II. Particle energization inside magnetically confined cavities // *The Astrophysical Journal*. – 2016. – Vol. 827. – Issue 2. – P. 122. DOI: 10.3847/0004-637X/827/2/122

Khabarova O.V., Malova H.V., Kislov R.A., Zelenyi L.M., Obridko V.N., Kharshiladze A.F., Tokumaru M., Sokół J.M., Grzedzielski S., Fujiki K. High-latitude Conic Current Sheets in the Solar Wind // *The Astrophysical Journal*. – 2017. – Vol. 836. – Issue 1. – P. 108. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/836/1/108>

Kharb P., Gabuzda D. C., O’Dea C. P., Shastri P., Baum S. A. Rotation measures across parsec-scale jets of Fanaroff–Riley type I radio galaxies // *The Astrophysical Journal*. – 2009. – Vol. 694. – Issue 2. – Pp. 1485–1497. DOI: 10.1088/0004-637X/694/2/1485

Kislov R.A., Khabarova O.V., Malova H.V. A new stationary analytical model of the heliospheric current sheet and the plasma sheet // *Journal of Geophysical Research*. – 2015. – Vol. 120. – Issue 10. – Pp. 8210-8228. DOI: 10.1002/2015JA021294

Kislov R.A., Khabarova O.V., Malova H.V. Quasi-stationary current sheets of the solar origin in the heliosphere // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – Vol. 875. – Issue 1. DOI: 10.3847/1538-4357/ab0dff

Korzhov N. P. Large-scale three-dimensional structure of the interplanetary magnetic field // *Solar Physics*. – 1977. – Vol. 55. – P. 505. DOI: 10.1007/BF00152591

Kuijpers J., Frey H. U., Fletcher L. Electric Current Circuits in Astrophysics // *Space Science Reviews*. – 2015. – Vol. 188. – Pp. 3–57. DOI: 10.1007/s11214-014-0041-y

Kuznetsov V.D., Dzhililov N.S. MHD Instabilities of Collisionless Space Plasma with Heat Fluxes // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2014. – Vol. 54. – Issue 7. – Pp. 886–891. DOI: 10.1134/S0016793214070068

Lanzerotti L. J., Sanderson T. R. *The Heliosphere Near Solar Minimum: The Ulysses Perspective* / Edited by A. Balogh, R. G. Marsden and E. J. Smith, Praxis, Chichester, U.K, 2001.

Lazarian A. and Vishniac E. T. Reconnection in a weakly stochastic field // *The Astrophysical Journal*. – 1999. – Vol. 517. – Pp. 700–718. <https://doi.org/10.1086/307233>

Lazarian A., Eyink G. L., Jafari A., Kowal G., Li H., Xu S., Vishniac E. T. 3D turbulent reconnection: Theory, tests, and astrophysical implications // *Physics of Plasmas*. – 2020. – Vol. 27. – 012305. <https://doi.org/10.1063/1.5110603>

le Roux J. A., Webb G. M., Khabaroba O. V., Zhao L.-L., Adhikari L. Modeling Energetic Particle Acceleration and Transport in a Solar Wind Region with Contracting and Reconnecting Small-scale Flux Ropes at Earth Orbit // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – Vol. 887. – 77. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab521f>

le Roux J. A., Zank G. P., Webb G. M., Khabarova O. V. A kinetic transport theory for particle acceleration and transport in regions of multiple contracting and reconnecting inertial-scale flux ropes // *The Astrophysical Journal*. – 2015. – Vol. 801. – 112. DOI: 10.1088/0004-637X/801/2/112

Lemaire J. F., Stegen K. Improved determination of the location of the temperature maximum in the corona // *Solar Physics*. 2016. – Vol. 291. – Issue 12. – Pp. 3659–3683. DOI: 10.1007/s11207-016-1001-3

Levine R. H., Schultz M., Frazier E. N. Simulation of the magnetic structure of the inner heliosphere by means of the non-spherical source surface // *Solar Physics*. 1982. – Vol. 77. – Pp. 363–392.

Lynden-Bell D. On why disks generate magnetic towers and collimate jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2003. – Vol. 341. Issue 4. – Pp. 1360–1372.

Mahmud M., Gabuzda D. Using Faraday Rotation Gradients to probe Magnetic Tower Models. Proceedings of the 9th European VLBI Network Symposium on The role of VLBI in the Golden Age for Radio Astronomy and EVN Users Meeting. September 23–26, Bologna, Italy, 2008. <http://arxiv.org/pdf/0905.2379.pdf>

Maiewski E. V., Kislov R. A., Khabarova O. V., Malova H. V., Popov V. Yu., Petrukovich A. A., Zelenyi L. M. Magnetohydrodynamic Modeling of the Solar Wind Key Parameters and Current Sheets in the Heliosphere: Radial and Solar Cycle Evolution // *The Astrophysical Journal*. – 2020. – Vol. 892. Issue 1. – 12. DOI: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab712c>

Makarov V. I., Sivaraman K. R. Evolution of latitude zonal structure of the large-scale magnetic field in solar cycles // *Solar Physics*. – 1989a. – Vol. 119. – Issue 1. – Pp. 35–44.

Makarov V. I., Sivaraman K. R. New results concerning the global solar cycle // *Solar Physics*. – 1989b. – Vol. 123. – Issue 2. – Pp. 367–380.

Malandraki O. E., Marsden R. G., Lario D., Tranquille C., Heber B., Mewaldt R. A., Cohen C. M. S., Lanzerotti L. J., Forsyth R. J., Elliott H. A. et al. Energetic particle observations and propagation in the three-dimensional heliosphere during the 2006 december events // *Astrophysical Journal*. – 2009. – Vol. 704. – Issue 1. – Pp. 469–476. DOI: 10.1088/0004-637X/704/1/469

Malandraki O., Khabarova O., Bruno R., Zank G. P., Li G., Jackson B., Bisi M. M., Greco A., Pezzi O., Matthaeus W., Chasapis A. G., Servidio S., Malova H., Kislov R., Effenberger F., le Roux J., Chen Y., Hu Q., Engelbrecht N. E. Current sheets, magnetic islands, and associated particle acceleration in the Wind as Observed by Ulysses near the Ecliptic Plane // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – Vol. 881. – Issue 2. DOI: 10.3847/1538-4357/ab289a

Malova H. V., Popov V. Yu., Grigorenko E. E., Petrukovich A. A., Delcourt D., Sharma A. S., Khabarova O. V., Zelenyi L. M. Evidence for quasi-adiabatic motion of charged particles in strong current sheets in the solar wind // *The Astrophysical Journal*. – 2017. – Vol. 834. Issue 1. – 34. <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/834/1/34>

Malova H.V., Popov V.Yu., Khabarova O.V., Grigorenko E. E., Petrukovich A. A., Zelenyi L. M. Structure of Current Sheets with Quasi-Adiabatic Dynamics of Particles in the Solar Wind // *Cosmic Research*. – 2018. – Vol. 56. – Issue 6 – P. 462. DOI: 10.1134/S0010952518060060

Manoharan P.K. Evolution of coronal mass ejections in the inner heliosphere: a study using white-light and scintillation images // *Solar Physics*. – 2006. – Vol. 235. – Pp. 345–368. DOI: 10.1007/s11207-006-0100-y

McIntosh P. S. Annotated Atlas of H $\alpha$  Synoptic Charts for Solar Cycle 20 (1964–1974), Report UAG-70, 1979.

Mikić Z., Linker J. A., Schnack D. D., Lionello R., Tarditi A. Magnetohydrodynamic modeling of the global solar corona // *Physics of Plasmas*. – 1999. – Vol. 6. – P. 2217. <https://doi.org/10.1063/1.873474>

Moss D., Saar S. H., Sokoloff D. D. What can we hope to know about the symmetry properties of stellar magnetic fields? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2008. – Vol. 388. – Issue 1. – P. 416. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13404.x>

Mursula K., Hiltula T. Bashful ballerina: Southward shifted heliospheric current sheet // *Geophysical Research Letters*. – 2003. – Vol. 30. – Issue 22. – P. 2135. <https://doi.org/10.1029/2003GL018201>

Nerney S., Suess S. T., Schmahl E. J. Flow downstream of the heliospheric terminal shock: Magnetic field line topology and solar cycle imprint // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. – 1995. – Vol. 100. – A3. – P. 3463. <https://doi.org/10.1029/94JA02690>

Ness N. F., Wilcox J. M. Solar origin of the interplanetary magnetic field // *Physical Review Letters*. – 1964. – Vol. 13. – Issue 15. – P. 461. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.461>

Nisticò G., Zimbardo G., Patsourakos S., Bothmer V., Nakariakov, V. M. North-south asymmetry in the magnetic deflection of polar coronal hole jets // *Astronomy and Astrophysics*. – 2015. – Vol. 583. – id. A127. DOI: 10.1051/0004-6361/201525731

Obridko V. N., Kharshiladze A. F., Shelting B. D. On calculating the solar wind parameters from the solar magnetic field data // *Astronomical and Astrophysical Transactions*. – 1996. – Vol. 11. – 1. – 65–79.

Obridko V. N., Shelting B. D. Structure of The Heliospheric Current Sheet Derived For The Interval 1915–1916 // *Solar Physics*. – 1999. – Vol. 184. – Pp. 187–200.

Obridko V. N., Shelting B. D., Kharshiladze A. F. Multiparameter Computations of Solar Wind Characteristics in the Near-Earth Space from the Data on the Solar Magnetic Field // *Solar System Research*. – 2004. – Vol. 38. – Issue 3. – Pp. 228–238.

Obridko V. N., Shelting B. D. Temporal variations in the position of the heliospheric equator // *Astronomy Reports* – 2008. – Vol. 52. – 8. – P. 676. <https://doi.org/10.1134/S1063772908080088>

Obridko V.N., Shelting B. D. Relationship between the Parameters of Coronal Holes and High-Speed Solar Wind Streams over an Activity Cycle // *Solar Physics*. – 2011. – Vol. 270. – Pp. 270-297. DOI: 10.1007/s11207-011-9753-2

Obridko V. N., Ivanov E. V., Özguc A., Kilcik A., Yurchyshyn V. B. Coronal Mass Ejections and the Index of Effective Solar Multipole // *Solar Physics*. – 2012. – Vol. 281. – P. 779. <https://doi.org/10.1007/s11207-012-0096-4>

Odstrčil D. Modelling 3-D solar wind structure // *Advances in Space Research*. – 2003. – Vol. 32. – Issue 4. Pp. 497–506. DOI: 10.1016/S0273-1177(03)00332-6

Odstrčil D., Pizzo V. J. Three-dimensional propagation of CMEs in a structured solar wind flow: 1. CME launched within the streamer belt // *J. Geophys. Res.* – 1999a. – Vol. 104. – Pp. 483–492. <https://doi.org/10.1029/1998JA900019>

Odstrčil D., Pizzo V. J. Three-dimensional propagation of coronal mass ejections in a structured solar wind flow 2. CME launched adjacent to the streamer belt / *Journal of Geophysical Research*. – 1999b. – Vol. 104. – Pp. 493–504. DOI: 10.1029/1998JA900038

Odstrčil D., Riley P., Zhao X. P. Numerical simulation of the 12 May 1997 interplanetary CME event // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. – 2004. – Vol. 109. – A02116. DOI: 10.1029/2003JA010135

Odstrčil D., Smith Z., Dryer M. Distortion of the heliospheric plasma sheet by interplanetary shocks // *Geophysical Research Letters*. – 1996. – Vol. 23. – Pp. 2521–2524. DOI: 10.1029/96GL00159

Osherovich V. A., Fainberg J., Fisher R. R., Gibson S. E., Goldstein M. L., Guhathakurta M., Siregar E. The north-south coronal asymmetry with inferred magnetic quadrupole / 1999, AIP Conference Proceedings 481 / Ed. S. R. Habbal, R. Esser, J. V. Hollweg, P. A. Isenberg (Woodbury, NY: AIP), – 471. – 1. – 721. <https://doi.org/10.1063/1.58823>

Osherovich V. A., Tzur I., Gliner E. B. Theoretical model of the solar corona during sunspot minimum. I - Quasi-static approximation // *Astrophysical Journal*. – 1984. – Vol. 284. – P. 412. DOI: 10.1086/162421

Owens M. J., Lockwood M. Cyclic loss of open solar flux since 1868: The link to heliospheric current sheet tilt and implications for the Maunder Minimum // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. – 2012. – Vol. 117. – Issue A4. – A04102. <https://doi.org/10.1029/2011JA017193>

Owens M.J., Crooker N.U., Lockwood M. How is open solar magnetic flux lost over the solar cycle? // *Journal of Geophysical Research*. – 2011. – Vol. 116. – A4, A04111. DOI: 10.1029/2010JA016039

Parker E. N. The Hydrodynamic Theory of Solar Corpuscular Radiation and Stellar Winds // *Astrophysical Journal*. – 1960. – Vol. 132. – 821. DOI: 10.1086/146985

Parker E. N. Theoretical studies of the solar wind phenomenon // *Space Science Reviews*. – 1969. – Vol. 9. – 3. – P. 325. DOI: 10.1007/BF00175236

Parker E.N. Dynamical Theory of the Solar Wind // *Space Science Reviews*. – 1965. – Vol. 4. – Issue 5–6. – Pp. 666–708.

Parker E.N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields // *Astrophysical Journal*. – 1958. – Vol. 128. – Pp. 664–676. DOI: 10.1086/146579

Parker E.N. Interplanetary dynamical processes. New York – London: Interscience Publishers, 1963. DOI: 10.1007/BF00216273

Phillips J. L., Bame S. J., Feldman W. C., Goldstein B. E., Gosling J. T., Hammond C. M., McComas D. J., Neugebauer M., Scime E. E., Suess S. T. Ulysses solar wind plasma observations at high southerly latitudes // *Science*. – 1995. – Vol. 268. – Issue 5213. – Pp. 1030-1033.

Pisanko Yu. V. The polar solar wind: a linear, force-free field, 3-D MHD model // *Solar Physics*. 1997. – Vol. 172. – Pp. 345–352.

Pizzo V. J. A three-dimensional model of corotating streams in the solar wind: 3. Magnetohydrodynamic streams // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. – 1982. – Vol. 87. – Issue A6. – 4374. DOI: 10.1029/JA087iA06p04374

Pizzo V. J. Global, quasi-steady dynamics of the distant solar wind 2. Deformation of the heliospheric current sheet // *Journal of Geophysical Research*. 1994. – Vol. 99. – A3. – Pp. 4185–4191.

Pizzo V., Schwenn R., Marsch E., Rosenbauer H., Mühlhäuser K.-H., Neubauer F. M. Determination of the solar wind angular momentum flux from the HELIOS data – an observational test of the Weber and Davis theory // *The Astrophysical Journal*. – 1983. – Vol. 271. – Pp. 333–354.

Pneuman G. W., Kopp R. A. Gas-magnetic field interactions in the solar corona // *Solar Physics*. – 1971. – Vol. 18. – Issue 2, - P. 258. DOI: 10.1007/BF00145940

Pogorelov N. V., Borovikov S. N., Zank G. P., Ogino T. Three-dimensional features of the outer heliosphere due to coupling between the interstellar and interplanetary magnetic fields. III. The effects of solar rotation and activity cycle // *The Astrophysical Journal*. – 2009. – Vol. 696. – Pp. 1478–1490. DOI: 10.1088/0004-637X/696/2/1478

Pudovkin M. I., Semenov V. S. Magnetic field reconnection theory and the solar wind – magnetosphere interaction: a review // *Space Science Reviews*. – 1985. – Vol. 41. – Pp. 1–89.

Reames D. V., Ng C. K. Angular distributions of Fe/O from Wind: New insight into solar energetic particle transport // *The Astrophysical Journal*. – 2002. – Vol. 577. – L59–L62.

Reville V., Brun A. S., Matt S. P., Strugarek A., Pinto R. F. The effect of magnetic topology on thermally driven wind: toward a general formulation of the braking law // *The Astrophysical Journal*. – 2015 – Vol. 798. – Issue 2. – P. 116. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/798/2/116>

Richardson I. G. Solar wind stream interaction regions throughout the heliosphere // *Living Reviews in Solar Physics*. – 2018. – Vol. 15:1. DOI: 10.1007/s41116-017-0011-z

Richardson J. D., Belcher J. W., Garcia-Galindo P., Burlaga L. F. Voyager 2 plasma observations of the heliopause and interstellar medium // *Nature Astronomy*. – 2019. – Vol. 3. – Pp. 1019–1023. DOI: 10.1038/s41550-019-0929-2

Richardson J. D., Paularena K. I., Lazarus A. J., Belcher J. W. Radial evolution of the solar wind from IMP 8 to Voyager 2 // *Geophysical Research Letters*. – 1995. – Vol. 22. – Issue 4. Pp. 325–328. <https://doi.org/10.1029/94GL03273>

Richardson J. D., Smith C. W. The radial temperature profile of the solar wind // *Geophysical Research Letters*. – 2003. – Vol. 30. – Issue 5. – 1206. DOI: 10.1029/2002GL016551

Riley P. An alternative interpretation of the relationship between the inferred open solar flux and the interplanetary magnetic field // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2007. – Vol. 667. – L97–100. DOI: 10.1086/522001

Riley P., Linker J. A., Mikic Z. Modeling the heliospheric current sheet: Solar cycle variations // *Journal of Geophysical Research*. – 2002. – Vol. 107. – A7. DOI: 10.1029/2001ja000299

Riley P., Linker J. A., Mikic Z. An empirically-driven global MHD model of the corona and inner heliosphere // *Journal of Geophysical Research*. – 2001. – Vol. 106. – 15. – 889.

Rosenberg R. L., Coleman P. J. Jr. Heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field // *Journal of Geophysical Research*. – 1969. – Vol. 74. – Issue 24. – 5611. DOI: 10.1029/JA074i024p05611

Sakurai T. Magnetic stellar winds: a 2-D generalization of the Weber-Davis model // *Astronomy and Astrophysics*. – 1985. – Vol. 152. – Pp. 121–129. DOI: 1985A&A...152..121S

Sanderson T. R. *Solar and Heliospheric Plasma Physics / Lecture Notes in Physics*. – 1997. – Vol. 489, 103.

Sanderson T. R., Appourchaux T., Hoeksema J. T., Harvey K. L. Observations of the Sun's magnetic field during the recent solar maximum // *Journal of Geophysical Research*. – 2003. – Vol. 108. – Issue A1. DOI: 10.1029/2002JA009388

Sauty C., Lima J. J. G., Iro N., Tsinganos K. Nonradial and nonpolytropic astrophysical outflows. VII. Fitting ULYSSES solar wind data during minimum // *Astronomy and Astrophysics*. – 2005. – Vol. 432. – 687–698. DOI: 10.1051/0004-6361:20041606

Sauty C., Trussoni E., Tsinganos K. Nonradial and nonpolytropic astrophysical outflows. V. Acceleration and collimation of self-similar winds // *Astronomy and Astrophysics*. – 2002. – Vol. 389. – 1068–1085. DOI: 10.1051/0004-6361:20020684

Sauty C., Tsinganos K. Nonradial and nonpolytropic astrophysical outflows // *Astronomy and Astrophysics*. – 1994. – Vol. 287. – Pp. 893–926.

Schatten K.H. Current sheet magnetic model for the solar corona / *Solar Wind*. Edited by Charles P. Sonett, Paul J. Coleman, John M. Wilcox. Washington, Scientific and Technical Information Office, National Aeronautics and Space Administration. – 1972. – P. 44.

Schultz M. Interplanetary sector structure and the heliographic equator // *Astrophysics and Space Science*. – 1973. – Vol. 24. Issue 2 – P. 371. DOI: 10.1007/BF02637162

Schulz M. Non-spherical source-surface model of the heliosphere: a scalar formulation // *Annales Geophysicae*, European Geosciences Union (EGU). – 1997. – Vol. 15. – Issue 11. – Pp. 1379–1387. DOI: 10.1007/s00585-997-1379-1

Schwadron N. A., McComas D. J. The sub-Parker spiral structure of the heliospheric magnetic field // *Geophysical Research Letters*. – 2005. – Vol. 32. – Issue 3. – L03112. DOI: 10.1029/2004GL021579

Sheeley N. R., Wang Y.-M., Hawley S. H., Brueckner G. E., Dere K. P., Howard R. A., Koomen M. J., Korendyke C. M., Michels D. J., Paswaters S. E., Socker D. G., St. Cyr O. C., Wang D., Lamy P. L., Llebaria A., Schwenn R., Simnett G. M., Plunkett S., Biesecker D. A. Measurements of Flow Speeds in the Corona Between 2 and 30  $R_{\odot}$  // *The Astrophysical Journal*. – 1998. – Vol. 484. – 1. – Pp. 472–478.

Shrauner J. A., Scherrer P. H. East-west inclination of large-scale photospheric magnetic fields // *Solar Physics*. – 1994. – Vol. 153. – Issue 1–2. – Pp. 131–141. DOI: 10.1007/BF00712496

Shugay Y., Slemzin V., Veselovsky I. Magnetic field sector structure and origins of solar wind streams in 2012 // *Journal of Space Weather and Space Climate*. – 2014. – Vol. 4. – id. A24. – 10 pp. DOI: 10.1051/swsc/2014021

Simunac K. D. C., Galvin A. B., Farrugia C. J., Kistler L. M., Kucharec H., Lavraud B., Liu Y. C.-M., Luhmann J. G., Ogilvie K. W., Opitz A., et al. The Heliospheric Plasma Sheet Observed in situ by Three Spacecraft over Four Solar Rotations // *Solar Physics*. – 2012. – Vol. 281. - Issue 1. – P. 423. <https://doi.org/10.1007/s11207-012-0156-9>

Sittler E. C., Scudder J. D. J. An empirical polytropic law for solar wind thermal electrons between 0.45 and 4.76 AU - Voyager 2 and Mariner 10 // *Journal of Geophysical Research*. – 1980. – Vol. 85. – Pp. 5131–5137.

Smith E. J., Davis L. Jr., Jones D. E., Coleman P. J. Jr., Colburn D. S., Dyal P., Sonett C. P., Frandsen A. M. A. The planetary magnetic field and magnetosphere of Jupiter: Pioneer 10 // *Journal of Geophysical Research*. – 1974. – Vol. 79. – Issue 25. – P. 3501.

Smith C. W., Bieber J. W. Solar Cycle Variation of the Interplanetary Magnetic Field Spiral // *Astrophysical Journal*. – 1991. – Vol. 370. – P. 435. DOI: 10.1086/169830

Smith E. J., Neugebauer M., Balogh A., Bame S. J., Erdos G., Forsyth R. J., Goldstein B. E., Phillips J. L., Tsurutani B. T. Disappearance of the heliospheric sector structure at Ulysses // *Journal of Geophysical Research*. – 1993. – Vol. 20. – 21. – Pp. 2327–2330.

Smith E.J. The heliospheric current sheet // *Journal of Geophysical Research*. – 2001. – Vol. 106. – A8. – Pp. 15819–15831.

Snodgrass H.B. Magnetic rotation of the solar photosphere // *The Astrophysical Journal*. – 1983. – Vol. 270. – Pp. 288–299.

Solov'ev A. A., Solov'eva E. A. Stationary plasma flows in a twisted magnetic flux tube of variable cross section // *Astronomy Letters*. – 1993. – Vol. 19. – Issue 6. – Pp. 428–431.

Stevenson J. E. H., Parnell C. E., Priest E. R., Haynes A. L. The nature of separator current layers in MHS equilibria // *Astronomy and Astrophysics*. – 2015. – Vol. 573. – Issue A44. DOI: 10.1051/0004-6361/201424348

Suess S. T., McComas D. J., Bame S. J., Goldstein B. E. Solar wind eddies and the heliospheric current sheet // *Journal of Geophysical Research*. – 1995. – Vol. 100. – Issue A7. – P. 12261. <https://doi.org/10.1029/95JA00764>

Svalgaard L. Geomagnetic responses to the solar wind and solar activity, NASA, SUIPR report no. 555. <http://www.leif.org/research/Geomagnetic-Response-to-Solar-Wind.pdf>. – 1973a.

Svalgaard L. On the use of Godhavn H component as an indicator of the interplanetary sector polarity // *Journal of Geophysical Research*. – 1975. – Vol. 80. – Pp. 2717–2722.

Svalgaard L. Polar cap magnetic variations and their relationship with the interplanetary magnetic sector structure // *Journal of Geophysical Research*. – 1973b. – Vol. 78. – Pp. 2064–2078.

Svalgaard L., Cowley S. W. H., Hughes W. J. Observation of an IMF sector effect in the Y magnetic field component at geostationary orbit // *Planetary and Space Science*. – 1983. – Vol. 31. – Issue 1. – pp. 73–90. DOI: 10.1016/0032-0633(83)90032-6

Svalgaard L., Wilcox J. M. Long-term evolution of solar sector structure // *Solar Physics*. – 1975. – Vol. 41. – Pp. 461–475. DOI: 10.1007/BF00154083

Svalgaard L., Wilcox J. M. Structure of the extended solar magnetic field and the sunspot cycle variation in cosmic ray intensity // *Nature*. – 1976a. – Vol. 262. – Issue 5571. – Pp. 766–768. DOI: 10.1038/262766a0

Svalgaard L., Wilcox J. M. The Hale solar sector boundary // *Solar Physics*. – 1976b. – Vol. 49. – Pp. 177–185.

Svalgaard L., Wilcox J. M., Duvall T. L. A model combining the polar and the sector structured solar magnetic fields // *Solar Physics*. – 1974. – Vol. 37. – Issue 1. – P. 157. DOI:10.1007/BF00157852

Svalgaard L., Wilcox J.M., Scherrer P.H., Howard R. The Sun's magnetic sector structure // *Solar Physics*. – 1975. – Vol. 45. Issue 1. – Pp. 83–91. DOI: 10.1007/BF00152219

Titov V. S., Mikić Z., Török T., Linker J. A., Panasenco O. 2010 august 1-2 sympathetic eruptions. I. Magnetic topology of the source-surface background field // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – Vol. 759. – 1. – 70. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/759/1/70>

Tokumaru M. Three-dimensional exploration of the solar wind using observations of interplanetary scintillation // *Proceedings of the Japan Academy, Series B*. – 2013. – Vol. 89. – Issue 2. – P 67–79. <https://doi.org/10.2183/pjab.89.67>

Totten T. L., Freeman J. W., Arya S. An empirical determination of the polytropic index for the free-streaming solar wind using HELIOS 1 data // *Journal of Geophysical Research*. – 1995. – Vol. 100. – Issue A1. – pp. 13–17. DOI: 10.1029/94JA02420

Tsinganos K., Sauty C., Surlantzis G., Trussoni E., Contopoulos J. On the relation of limiting characteristics to critical surfaces in magnetohydrodynamic flows // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1996. – Vol. 283. – Pp. 811–820. DOI: 10.1093/mnras/283.3.811

Usmanov A. V. A Global Numerical Three-Dimensional Magnetohydrodynamic Model of the Solar Wind // *Solar Physics*. – 1993. – Vol. 146. – Issue 2. – Pp. 377–396.

Usmanov A. V. A global 3-D MHD solar wind model with Alfvén waves, Proceedings of the eighth international solar wind conference: Solar wind eight. AIP Conference Proceedings. – 1996. – Vol. 382. – Pp. 141–144.

Usmanov A. V., Goldstein M. L., Besser B. P., Fritzer J. M. A global MHD solar wind model with WKB Alfvén waves: Comparison with Ulysses data // *Journal of Geophysical Research*. – 2000. – Vol. 105. – Issue A6. – Pp. 12675–12696.

Usmanov A. V., Goldstein M. L., Matthaeus W. H. Three-dimensional magnetohydrodynamic modeling of the solar wind including pickup protons and turbulence transport // *Astrophysical Journal*. – 2012. – Vol. 754. – Issue 1. – P. 40. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/754/1/40>

Usmanov, A. V., Goldstein M. L. The North-South Asymmetry of the Heliospheric Current Sheet: Results of an MHD Simulation, In *Numerical Modeling of Space Plasma Flows: ASTRONUM-2012*,

Vol. 474 / Ed. N. V. Pogorelov, E. Audit, G. P. Zank (San Francisco: ASP). – 2013. – P. 179.  
<http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2013ASPC..474..179U>

Usmanov A. V., Goldstein M. L., Matthaeus W. H. Three-fluid, Three-dimensional Magnetohydrodynamic Solar Wind Model with Eddy Viscosity and Turbulent Resistivity // *The Astrophysical Journal*. – 2014. – Vol. 788. – 1. DOI: 10.1088/0004-637X/788/1/43

Veselovsky I. S., Kislov R. A., Malova H. V., Khabarova O. V. The model of a collisionless current sheet in a homogeneous gravity field // *Physics of Plasmas*. – 2016. – Vol. 23. – 102902. DOI: 10.1063/1.4964774

Veselovsky I. S., Zhukov A. N., Panasenco O. A. Reversal of heliospheric magnetic field polarity: theoretical model // *Solar System Research*. – 2002. – Vol. 36. – Issue 1. – Pp. 80–84.

Vlahakis N., Tsinganos K. Systematic construction of exact magnetohydrodynamic models for astrophysical winds and jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1998. – Vol. 298. – Pp. 777–789.

Vlahakis N., Tsinganos K., Sauty C., Trussoni E. A disc-wind model with correct crossing of all magnetohydrodynamic critical surfaces // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2000. – Vol. 318. – Pp. 417–428.

Wallace S., Arge C. N., Pattichis M., Hock-Mysliwiek R. A., Henney C. J. Estimating Total Open Heliospheric Magnetic Flux // *Solar Physics*. – 2019. – Vol. 294. – 2.

Wang Y.-M. Pseudostreamers as the source of a separate class of solar coronal mass ejections // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2015. – Vol. 803. – L12. DOI: 10.1088/2041-8205/803/1/L12

Wang Y.-M., Sheeley Jr. N. R., Socker D. G., Howard R. A., Rich N. B. The dynamical nature of coronal streamers // *Journal of Geophysical Research*. – 2000. – Vol. 105. – Issue A11. – Pp. 25133–25142.

Wang Y.-M., Sheeley N. R. Jr. Solar Implications of ULYSSES Interplanetary Field Measurements // *The Astrophysical Journal Letters*. – 1995. – Vol. 447. – L143.

Wang Y.-M., Sheeley N. R. Jr. Solar wind speed and coronal flux-tube expansion // *The Astrophysical Journal*. – 1990. – Vol. 355. – Pp. 726–732.

Wang Y.-M., Sheeley N. R. Jr. Understanding the Rotation of Coronal Holes // *The Astrophysical Journal*. – 1993. – Vol. 414. – 916.

Wang Y.-M., Young P. R., Muglach K. Evidence for two separate heliospheric current sheets of cylindrical shape during MID-2012 // *Astrophysical Journal*. – 2014. – Vol. 780. – 103. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0051-9>

Wang Y.-M. Solar cycle variation of the Sun's low-order magnetic multipoles: heliospheric consequences // *Space Science Reviews*. – 2014. – Vol. 186 (1-4). – Pp. 387–407. DOI: 10.1007/s11214-014-0051-9

- Weber E. J., Davis L., Jr. The Angular Momentum of the Solar Wind // *The Astrophysical Journal*. – 1967. – Vol. 148. – P. 217. DOI:10.1086/149138
- Wilcox J. M. The interplanetary magnetic field. Solar origin and terrestrial effects // *Space Science Reviews*. – 1968. – Vol. 8. Pp. 258–328.
- Wilcox J.M., Ness N.F. Quasi-Stationary Corotating Structure in the Interplanetary Medium // *Journal of Geophysical Research*. – 1965. – Vol. 70. – Issue 23. – Pp. 5793–5805.
- Winterhalter D., Smith E.J., Burton M.E., Murphy N and McComas D.J. The heliospheric current sheet // *Journal of Geophysical Research*. – 1994. Vol. 99. – P. 6667.
- Wold A. M., Mays M. L., Taktakishvili A., Jian L. K., Odstrčil D., MacNiece P. Verification of real-time WSA+ENLIL+Cone simulations of CME arrival-time at the CCMC from 2010 to 2016 // *Journal of Space Weather and Space Climate*. – 2018. – Vol. 8. – A17. DOI: <https://doi.org/10.1051/swsc/2018005>
- Zank G. P., Hunana P., Mostafavi P., le Roux J. A., Li G., Webb G. M., Khabarova O. V., Gummings A. Diffusive shock acceleration and reconnection acceleration processes // *The Astrophysical Journal*. – 2015. – Vol. 814. – 137. DOI: 10.1088/0004-637X/814/2/137
- Zank G. P., le Roux J. A., Webb G. M., Dosch A., Khabarova O. V. Particle acceleration via reconnection process in the supersonic solar wind // *The Astrophysical Journal*. – 2014. – Vol. 797. – 28. DOI: 10.1088/0004-637X/797/1/28
- Zank G. P., Matthaeus H., Oughton S. Heating of the Solar Wind Beyond 1 AU by Turbulent Dissipation // *Physical Review Letters*. – 1999. – 06. DOI: 10.1063/1.58689
- Zharkova V. Z., Khabarova O. V. Particle dynamics in the reconnecting heliospheric current sheet: solar wind data versus three-dimensional particle-in-cell simulations // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – Vol. 752. – Issue 1. DOI: 10.1088/0004-637X/752/1/35
- Zharkova V. Z., Khabarova O. V. Additional acceleration of solar-wind particles in current sheets of the heliosphere // *Annales Geophysicae*. – 2015. – Vol. 33. – Issue 4. – Pp. 457-470.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 1

### Дополнение к введению

Изучение свойств ГТС и ГПС, включая их крупномасштабную структуру, возмущения, толщину, наклон и вариации за время солнечного цикла – одна из самых сложных задач наблюдательной гелиофизики. Важность этих исследований обусловлена той уникальной ролью, которую ГТС играет во взаимодействии солнечного ветра и гелиосферы [Мансуров 1969; Svalgaard 1973a, 1973b, 1975; Svalgaard et al. 1983], в распространении космических лучей вдоль линий ММП [Heber et al. 2009] и в увеличении потока энергичных частиц по наблюдениям с орбиты Земли [Sanderson 1997; Lanzelotti, Sanderson 2001]. Непростой задачей является предсказание положения секторных границ и напряжённости ММП [Svalgaard, Wilcox 1976a, 1976b; Hoeksema 1995; Obridko, Shelting 1999; Mikić et al. 1999; Riley et al. 2001; Khabarova, Obridko 2012; Shugay et al. 2014]. Это, частично, следствие отклонений ГТС от экватора и мультиполярной природы солнечного магнитного поля. С другой стороны, многочисленные нестационарные процессы в солнечном ветре влияют на форму и положение ГТС. Кроме того, ГТС и ГПС – области, где имеет место магнитное пересоединение, что заметно усложняет их структуру.

Результаты многочисленных наблюдений дают информацию для эмпирических и полуэмпирических моделей, которые предсказывают полярность ММП и его структуру по наблюдениям  $H\alpha$ , позволяющим строить так называемые синоптические карты полей фотосферы [McIntosh 1979; Makarov, Sivaraman 1989a, 1989b; Obridko, Shelting 1999; Mikić et al. 1999; Riley et al. 2001]. Например, самое популярное предсказание полярности ММП с помощью модели WSA [Wang, Sheeley 1990, 1993, 1995; Wang et al. 2000; Arge, Pizzo 2000; Arge et al. 2004] использует данные трёх обсерваторий, см. <http://legacy-www.swpc.noaa.gov/ws/>. Модель недостаточно точно предсказывает свойства солнечного ветра даже на орбите Земли [Riley 2007]. Модель ENLIL [Odstrčil et al. 1996; Odstrčil, Pizzo 1999a, b; Odstrčil 2003; Odstrčil et al. 2004] более успешна на орбите Земли, но она учитывает только дипольные составляющие магнитного поля Солнца в граничных условиях, содержит ряд подгоночных коэффициентов под предсказания на орбите Земли и вне 1 а.е. приводит к существенным ошибкам [Jian et al. 2011, 2016]. Причём её позднейшие модификации по-прежнему не всегда успешны при прогнозировании времени прихода высокоскоростных потоков и их взаимодействия между собой [Wold et al. 2018]. Более подробный обзор проблем предсказания ММП на орбите Земли содержится в работах [Khabarova, Obridko 2012; Хабарова 2013]. В частности, [Riley 2007], показал, что ни одна модель не предсказывает корректно величину ММП на 1 а.е., которая

оказывается стабильно выше, чем предсказывается моделью Паркера [Parker 1958, 1963, 1965] и моделями типа паркеровской [Obridko et al. 1996; Obridko et al. 2004]. Более того, было показано, что радиальная компонента ММП не подчиняется паркеровскому закону  $r^{-2}$ , [Khabarova, Obridko 2012; Хабарова 2013]. Вполне возможно, что всё это последствия того, что ГТС обычно находится на низких широтах, где происходит большая часть всех измерений. А это значит, что из-за влияния ГТС и ГПС не удаётся измерять непосредственно невозмущённый солнечный ветер, который по пространственному распределению магнитных полей и плазмы сильно отличается от области влияния ГТС и ГПС.

Весьма вероятно, что найденные противоречия между теорией и наблюдениями возникают из-за того, что используемые модели основаны на представлении их авторов о модели Паркера распространения солнечного ветра, открытых линиях ММП в гелиосфере [Echim et al. 2011; Khabarova, Obridko 2012; Хабарова 2013]. При этом сам Паркер понимал, что его ранние модели были лишь идеализированными оценками, из-за сильной закрутки магнитного поля и из-за зеркальной неустойчивости неприменимых уже на орбите Марса (см. последнюю фразу статьи [Parker 1958]). Магнитное поле у него может быть функцией широты [Parker 1958], что долгое время игнорировалось, и из-чего возникло представление о модели Паркера как модели ММП, “склеенного” из двух разнонаправленных монополей. Позже было показано, что перспективный путь избежать ошибок в предсказании пространственного распределения ММП – учесть нерадиальность ММП [Fisk 1996; Schwadron, McComas 2005].

Очевидно, что отклонения от общепринятого представления о паркеровской модели могут быть вызваны многими нестационарными процессами на разных масштабах. При описании на малых пространственных масштабах путь к решению проблемы лежит через анализ процессов, связанных с волнами, неустойчивостями [Kuznetsov, Dzhililov 2014] и турбулентностью [Eyink 2015; Lazarian et al. 2020]. Крупномасштабные отклонения могут определяться как изначальным неоднородным распределением магнитного поля на Солнце, так и влиянием крупномасштабных высокоскоростных потоков [Riley 2007].

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2

### Применимость МГД описания гелиосферного плазменного слоя

Оценим длину свободного пробега  $\lambda$  частиц в плазме в солнечном ветре на орбите Земли.  $\lambda=1/ns$ , где  $n$  – концентрация,  $s$  – сечение кулоновских столкновений.  $s = 2\pi b^2 \ln(r_d / b)$ , где  $b = e^2/m_e v_{ei}^2$ ,  $v_{ei}$  – средняя скорость протонов относительно электронов,  $r_d$  – дебаевский радиус. При температуре электронов 10 эВ (для ионов – температура такого же порядка величины) и концентрации  $1 \text{ см}^{-3}$  оказывается, что  $\lambda=1$  а.е.. Таким образом, при описании токовых слоёв гелиосферную плазму можно считать бесстолкновительной. Характерная толщина ГПС – 0.01 а.е.  $\approx 10^6$  км [Winterhalter et al. 1994]. Из-за малости  $\lambda$  можно пренебречь силами вязкого трения.

В бесстолкновительной плазме в обобщённом законе Ома можно пренебречь током проводимости. Если масштаб изменения магнитного поля  $L$  много больше ларморовского радиуса ионов  $r_i$  и ионной инерционной длины  $d_i$ , то в плазме будет справедливо уравнение вмороженности, т.е. плазму можно считать идеальной. Отметим, что малости величин  $r_i$  и  $d_i$  по сравнению с  $L$  достаточно для применения одножидкостной МГД вне зависимости от длины свободного пробега [Брагинский 1963]. При магнитном поле равном 5 нТл (типичное значение на 1 а.е.) и уже указанных прочих параметрах:  $r_i=30$  км,  $d_i=10$  км. Таким образом, в рамках идеальной МГД выполняются условия для описания ГПС и токовых слоёв сравнимой толщины.

Отметим также, что начиная с классических работ Паркера [Parker 1958] и Вебера и Дэвиса [Weber, Davis 1967], а также их многочисленных обобщений (таких как [Шабанский 1972; Шабанский, Шистер 1973а, b; Usmanov 1993, 1996; Usmanov et al. 2000, 2012, 2014]) применение МГД – подхода для описания солнечного ветра и токовых структур в нём не ставилось под сомнение.

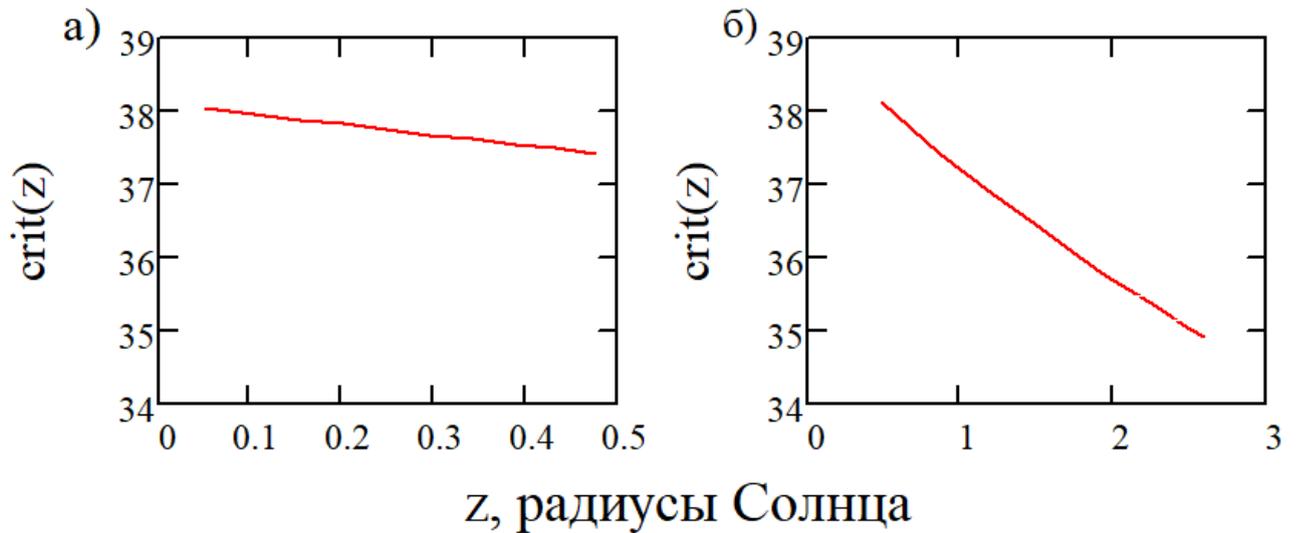
### Область применимости модели ГПС

Есть три фактора, которые существенно влияют на применимость модели:

1. Предположение о том, что производные магнитных потоков по  $z$  много больше, чем по  $r$ . Отсюда для применимости модели следует простое требование:  $\text{crit}=|B_r/B_z| \gg 1$
2. Неприменимость модели для описания структуры ГТС и сепаратрисных токовых слоёв.
3. Неприменимость модели в целом вблизи Солнца. При этом часть уравнений модели и используемых функций магнитного потока справедливы около Солнца.

Принципиально возможна проблема применимости модели в области снаружи сепаратрисных поверхностей, но она была обойдена при выборе граничных условий и является вопросом интерпретации результатов вычисления и смысла граничных условий, а не их корректности (см. пункт 3в данной главы). Далее следуют оценки для перечисленных факторов:

1. На **Рисунке 1П** изображены графики параметра применимости модели  $\text{crit} = |B_r/B_z|$  для малых и больших расстояний от нейтральной поверхности ГТС на орбите Земли. Видно, что  $\text{crit} \gg 1$  всюду. Формально по модели асимптотика  $\text{crit}$  при  $z=0$  не равна нулю, т.к. в модели присутствует ГТС как токовый слой нулевой толщины, создающий скачок магнитного поля вблизи  $z=0$ . Причём величина скачка превышает амплитуду изменений внутри ГПС, что можно понять из **Рисунка 15б**, где изображена радиальная компонента ММП как функция  $z$ . Как следствие, вблизи  $z=0$  величина  $\text{crit}$  заключена между значениями 38-39, что видно из **Рисунке 1Па**. Действительно, зависимость  $\text{crit}$  от  $z$  близка к линейной и легко аппроксимируется. Вдали от ГТС, как видно из **Рисунке 1Пб**, критерий убывает с ростом расстояния медленно и во всей расчётной зоне, в том числе выше сепаратрис, будет много больше единицы. Что касается зависимости критерия от гелиоцентрического расстояния, то из уравнений (9, 10) следует, что критерий линейно растёт с ростом  $r$ . Даже на граничной сфере он уменьшится всего в 10 раз, что ещё допускает применение модели. Численные оценки показывают, что критерий достигает значения 1 при  $z \approx 30R_\odot$ . Вывод: при выбранных параметрах первый фактор не накладывает ограничений на применимость модели в расчётной зоне.
2. Характерная толщина ГТС по наблюдениям составляет около 1000-10000 км, что в 100-1000 раз меньше толщины ГПС [Winterhalter et al. 1994]. Величина протонного ларморовского радиуса вблизи ГТС близка к 100 км. Таким образом, толщина ГТС составляет десятки ларморовских радиусов. На этих масштабах проявляются уже кинетические эффекты [Malova et al. 2017]. При этом уже на масштабах 100 ларморовских радиусов они уже малы. Качественно физическое разрешение модели можно оценить как  $l > L_{\text{HCS}}$ , где  $L_{\text{HCS}}$  – толщина ГТС. В используемых единицах,  $L_{\text{HCS}} \approx 0.01R_\odot$ . В результате можно утверждать, что  $l > 0.01R_\odot$ .
3. Неприменимость модели для малых  $r$  определяется влиянием силы тяжести и неучётом ускорения солнечного ветра. Как было показано в разделе с основными предположениями, модель без учёта гравитации можно применять при  $r > 20R_\odot$ .



**Рисунок 13.** Зависимость параметра применимости модели от расстояния до нейтральной поверхности ГТС. а) при малых  $z$ , б) при больших  $z$ . Для решений при  $r = 1$  а.е..

#### Частный случай модели ГПС. Сравнение ГТС с магнитным диском Юпитера.

В работе [Кислов и др. 2015] упрощённый вариант представленной модели ГПС из Главы 2 был применён для описания магнитного диска Юпитера. Перечислим краткие сведения о магнитодиске Юпитера. Вещество для магнитодиска поставляется за счёт вулканизма на спутнике Юпитера Ио. Характерная толщина – несколько радиусов Юпитера, область существования – приблизительно от 20 до 80 радиусов Юпитера,  $R_J$ . Концентрация плазмы – единицы  $\text{см}^{-3}$ , магнитное поле – порядка 100 нТл, диск частично коротитует с планетой (угловая скорость отличается в разы), велика роль центробежной силы, но гравитация не существенна. В целом магнитное поле близко к дипольному, в магнитном диске имеется большая азимутальная плотность тока и имеется система прямых и обратных токов, которые соединяют магнитодиск с полярными областями ионосферы планеты. Магнитодиск приблизительно является осесимметричным.

Критически важным отличием магнитодиска Юпитера от ГТС с точки зрения моделирования является отсутствие ярко выраженного радиального потока плазмы с полоидальным альфвеновским числом Маха  $M \gg 1$ . В рамках модели это означает предельный переход  $\alpha \rightarrow 0$ . Его основными следствиями являются точное выполнение закона изоротации Ферраро (угловая скорость плазмы сохраняется вдоль линий магнитного поля) и то, что  $rB_\phi$  является функцией магнитного потока и не зависит явно от радиуса. Интересное следствие –

угловая скорость плазмы равна угловой скорости ионосферы Юпитера у основания данной линии магнитного поля.

На примере модели магнитодиска Юпитера может быть показана разница между моделями с изотермическим и адиабатическим течениями плазмы. В случае Юпитера разницы между результатами моделирования с использованием таких моделей практически нет, т.к. различие толщин магнитодиска в изотермической и в адиабатической моделях пропорционально взятому со знаком минус соотношению центробежной и тепловой энергии иона, а сама толщина – соотношению магнитного потока на через одно из полушарий планеты и через проекцию магнитодиска на ионосферу планеты вдоль линий магнитного поля (т.е. через авроральное кольцо Юпитера). Второе соотношение в 20 раз больше первого, так что поправка к толщине не важна для магнитодиска. См. также формулы 32, 33 из работы Кислов et al. 2015.

Для ГТС же разница между изотермической и адиабатической моделями будет существенной. Масштаб поправки определяется соотношением газодинамического давления и теплового, потому что на Юпитере роль основной компоненты скорости принадлежала  $v_\phi$ , а в гелиосфере –  $v_r$ . При этом толщина определяется тем же соотношением, что и на Юпитере. Поправка для ГПС более чем в 100 раз больше по сравнению со случаем магнитодиска Юпитера. Начало ГПС в модели, принятое на  $20 R_\odot$ , соответствует дипольной кошироте около  $13^\circ$ , как и на Юпитере нижняя граница аврорального кольца. Таким образом, в модели ГТС поправка к толщине может быть важнее основного члена. Толщина “изотермического” ГТС больше, чем адиабатического, т.к. у последнего больше тепловая энергия и его сложнее удерживать магнитным давлением от разлёта.

### Магнитные стенки и магнитные башни

Как видно из результатов модели, Паркеровская спираль ММП получается естественным образом. Однако при определённых условиях в гелиосфере может возникнуть и непаркеровская спираль. Этот случай является неизученным, поэтому заслуживает отдельного обсуждения. В области, где направление полоидального тока меняется, осесимметричный плоский токовый слой может быть неустойчив, и на нём может образоваться кольцеобразная складка. Применительно к ГТС это будет означать появление магнитной стенки. При параметрах, на абазе которых был построен **Рисунок 13**, она будет расположена между орбитой Земли и Марса. Если в реальности такая магнитная стенка существует, то в наблюдениях она будет выглядеть как препятствие для распространения солнечных энергичных частиц. Интересно, что

наблюдаемое поведение ионов кислорода и железа солнечного происхождения вблизи орбиты Марса не может быть объяснено без привлечения идеи о существовании магнитной стенки [Reames, Ng 2002]. Тем не менее, как отмечалось выше, положение “точки поворота” спирали ММП и её само её наличие весьма чувствительны к параметру  $\Sigma/c$ , поэтому вопрос о существовании стабильных магнитных стенок в гелиосфере и причинах их образования ещё не решён.

Примечательно, что аналогичные особенности поведения магнитного поля и токов наблюдаются в некоторых галактиках и описываются так называемыми моделями магнитных башен. Изменения в направлении магнитных полей и токов согласно этим моделям возникают из-за неоднородного вращения галактического диска, что перекликается с идеей о возникновении точки поворота спирали ММП [Kharb et al. 2009; Mahmud, Gabuzda 2008]. В работе [Lynden-Bell 2003] было показано, что аккреционные диски должны приводить к формированию магнитных башен. Причём вдали от их границ магнитные равновесия должны быть устойчивы при условии, что давление уменьшается по мере удаления от диска (что выглядит естественным в большинстве случаев). При этом неустойчивость границ возможна, но она не будет разрушать магнитную башню полностью. Многие модели известные модели солнечного ветра (например, [Parker 1958; Weber, Davis 1967; Sakurai 1985] являются частными случаями моделей аккреционных дисков или астрофизических течений вблизи компактных объектов (в нерелятивистском пределе). Поэтому идеи [Lynden-Bell 2003] могут быть полезны для изучения возможных магнитных стенок в гелиосфере.

### Гелиосферная токовая цепь

Как уже упоминалось, Альфвен обсуждал возможность формирования системы полоидальных токов, вытекающих из высоких широт на Солнце и замыкающихся через ГТС на низких широтах [Alfven 1977, 1981]. В представленной модели график спирали ММП, подобный **Рисунку 13**, будет на любых широтах, но точка поворота спирали ММП окажется ближе к Солнцу, чем в случае для низких широт, показанном на **Рисунке 13**. Из уравнения о циркуляции следует, что полоидальные токи в гелиосфере будут менять направление в точке поворота, что для низких широт было отражено на **Рисунке 11**. Т.е. вне экваториальной зоны может существовать область, где токи меняют направление с прямого (от Солнца) на обратное (к Солнцу). Полоидальные токи различных направлений соответствуют различным частям гелиосферной токовой цепи. Таким образом, непаркеровская спираль оказывается следствием существования гелиосферной токовой цепи, введённой в рассмотрение Альфвенем. При

параметрах, рассмотренных на **Рисунке 12**, полоидальные токи в гелиосфере не меняют направление, и построенная модель соответствует паркеровскому решению для закрутки магнитного поля.

### Сепаратрисы и непаркеровская спираль ММП - обсуждение

Магнитные сепаратрисы в модели соответствуют поверхности вращения  $\Phi=0$ . Величины  $z$ , на которых они расположены, конечны, поскольку при выбранных функциях магнитного потока подынтегральное выражение в (40) всюду конечно и не содержит сингулярностей. Их нет, поскольку а) знаменатель в (40) обращается в нуль лишь при нулевой плотности потока вещества; б) числитель подынтегрального выражения в (40) может быть бесконечен только при пересечении нейтральных поверхностей. Вариант а) кажется неестественным для гелиосферы, вариант б) плох по двум причинам. Первая – реальный токовый слой имеет ненулевую толщину, поэтому эксплуатирование бесконечных разрывов в функции  $\alpha$  на нём нефизично. Вторая – накопление  $z$  при интегрировании в этом случае происходит вблизи экватора. Однако бесконечных значений  $z$  должны достигать лишь линии магнитного поля из полярных областей Солнца. Таким образом, сепаратрисы в модели – следствия ненулевой плотности потока вещества от Солнца и интегрируемости функции  $\alpha$ <sup>14</sup>.

Изменение направления закрутки спирали ММП с ростом расстояния от Солнца в модели вызвано следующим. Эффект связан с изменением знака азимутальной компоненты ММП. Через теорему о циркуляции с ней связана полоидальная составляющая плотности тока и создаваемый ею интегральный ток. Он, в свою очередь, является функцией магнитного потока  $\Phi$ , течёт приближённо вдоль линий полоидальной составляющей магнитного поля. Т.е. он определяется условиями вблизи Солнца. Вблизи Солнца величина тока пропорциональна разности электрических потенциалов между фотосферой и короной. Разность потенциалов создаётся за счёт того, что корона и фотосфера вращаются в магнитном поле дифференциально, причём так, что разность их угловых скоростей – знакопеременная функция  $\theta$ <sup>15</sup>. Также существенно, что в области формирования поверхностных токов в фотосфере проводимость плазмы считается конечной.

<sup>14</sup> Т.к. функция  $\alpha=dF/d\Phi$ , где  $F$  – полный поток вещества, она является интегрируемой, поэтому иное в модели и не возможно.

<sup>15</sup> Считается, что корона вращается как твёрдое тело, что является упрощением. Детальное моделирование короны – предмет дальнейших исследований.

Итак, в модели причины появления сепаратрис и непаркеровской спирали ММП различны. В приведённых выше выжимках из модели учитывались соображения, не связанные никак между собой. Вполне можно построить модель, в которой будет только один из двух эффектов. В главе 3 диссертации показан пример именно такой модели.

### **Замкнутые линии ММП**

Обсудим вопрос необходимости замкнутых линий ММП. На данный момент не существует глобальных моделей, содержащих ГТС, описывающих солнечный ветер, и в которых вдали от Солнца есть замкнутые линии магнитного поля. Известны модели, берущие начало с работы [Pneuman, Kopp 1971], в которых за альфвеновской поверхностью линии магнитного поля выются и становятся открытыми. В них ГТС формируется уже за пределами солнечной короны. Однако это противоречит базовому представлению о том, что ГТС является продолжением нейтральной линии на Солнце [Ness, Wilcox 1964; Wilcox, Ness 1965; Svalgaard et al. 1975]. В модели [Pneuman, Kopp 1971] ГТС является лишь её продолжением по форме, но не по природе.

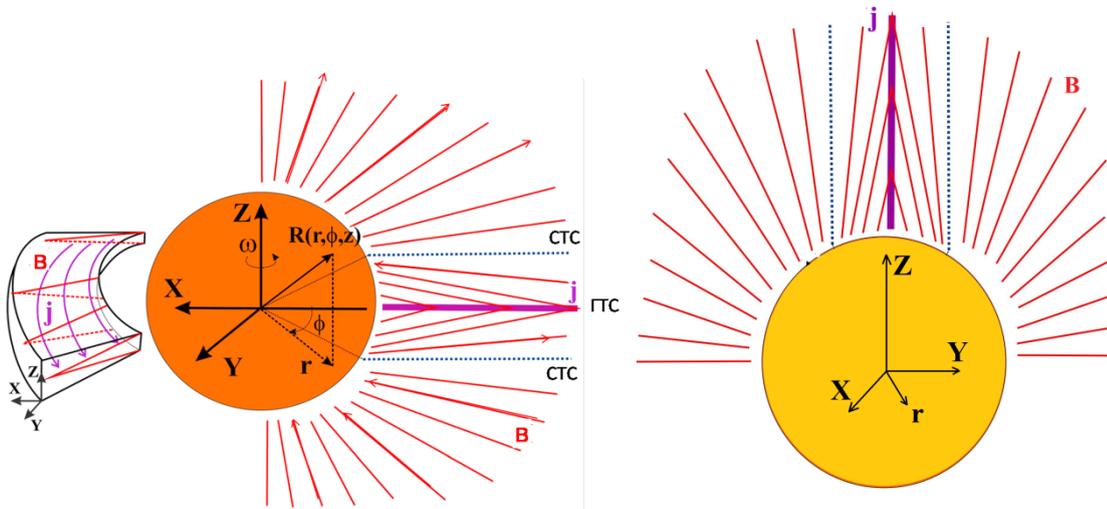
Кроме того, существование токовых слоёв возможно в геометрии с замкнутыми линиями магнитного поля. Яркий пример – магнитодиск Юпитера [Birn 1991; Birn et al. 2004; Кислов и др. 2013, 2015]. Далее, в наблюдениях модуль ММП никогда не равен нулю вблизи ГТС как на МГД-, так и на кинетических масштабах [Khabarova, Zastenker 2011; Zharkova, Khabarova 2015; Khabarova et al. 2015a, b; Malova et al. 2017], что означает, что в ГТС всегда есть небольшая поперечная компонента ММП. Теоретических работ по МГД-моделированию, где это было бы обосновано, нет.

Наконец, вне зависимости от модели, из уравнения вмороженности (3) следует, что линии ММП эквипотенциальны. Вблизи Солнца потенциал может поддерживаться процессами в короне и фотосфере, а также вращением Солнца. В гелиосфере он поддерживается за счёт быстрого течения солнечного ветра. Но на границах гелиосферы, куда должны уходить открытые линии ММП, скорость плазмы мала (например, [Измоденов 2018]). Поэтому механизм возможного поддержания высокого электрического потенциала на линии магнитного поля не вполне ясен. Наличие замкнутых линий ММП вдали от Солнца решает проблему, однако этот вопрос требует дальнейших исследований.

Поясним, почему до сих пор нет глобальных моделей с замкнутыми линиями, т.е. описывающих гелиосферу целиком на всех расстояниях и широтах. Имеются сложные

численные модели, в которых авторы стараются добиться возможности описывать гелиосферу, делая минимальное количество предположений [Pizzo 1982; Usmanov et al. 2012; Reville et al. 2015]. Из-за вмерзности линии магнитного поля либо параллельны скорости (если модель не учитывает электрическое поле), либо следуют за изменениями её направления. В случае замкнутых линий ММП они пересекают ГТС со сменой полярности радиальной компоненты. Но скорость солнечного ветра всегда направлена преимущественно от Солнца. В результате вещество с двух сторон начинает затекать в ГТС, что должно приводить к накоплению в нём плазмы. Физически в этом нет ничего невозможного, но при глобальном моделировании без отдельного описания зоны вблизи токового слоя будут возникать скачки в вертикальной компоненте скорости солнечного ветра. Это может приводить при глобальном численном моделировании к значительному увеличению численных погрешностей.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 3



**Рисунок 2П.** Схема магнитных полей и токов в двух разных моделях (иллюстрация). Слева – в модели гелиосферного плазменного слоя, представленной в главе 2, справа – в модели полярного токового слоя из главы 3. Оба рисунка симметричны относительно оси вращения Солнца  $z$  и относительно экватора. Красным цветом отмечены линии магнитного поля. Фиолетовым цветом на левом рисунке выделен ток в тонком гелиосферном токовом слое, справа – ток, текущий вдоль оси вращения Солнца. Пунктиром обозначены сепаратрисы на левом рисунке и полярный токовый слой на правом.

Модель, которая была применена для описания гелиосферного плазменного слоя (ГПС, Глава 2) и для описания стационарных токовых слоёв (Глава 3), может быть модифицирована для высоких широт, т.е. больших  $z$  и малых по сравнению с ними  $r$  (см. Главу 4) Опишем идею модификации. На Рисунке 2П слева показана схема магнитных полей и токов в **осесимметричной** модели ГПС. На ней синим пунктиром обозначены сепаратрисные токовые слои (СТС). Они ограничивают ГПС и разделяют открытые и замкнутые линии межпланетного магнитного поля. Фиолетовым цветом отмечен ток, протекающий вдоль ГТС. Модель ГПС была построена в предположении  $z \ll r$ , что соответствует тонкому плазменному диску. В случае если справедливо  $r \ll z$ , модель будет описывать плазменный цилиндр или конус вокруг оси вращения Солнца. Соответственно, магнитные сепаратрисы (СТС), которые в модели ГПС имеют дискообразную форму, в модели плазменного цилиндра/конуса будут иметь также цилиндрическую/коническую форму и соответствовать полярным цилиндрическим/коническим токовым слоям (КТС). Одна из возможных схем магнитных полей и токов плазменного цилиндра/конуса показана на Рисунке 2П справа. Пунктиром обозначен КТС, который может возникнуть вместо верхней сепаратрисы при переходе от  $z \ll r$  к  $r \ll z$ . Фиолетовым цветом на

**Рисунке 2П** справа обозначен ток, текущий вдоль оси вращения Солнца. Его можно ввести в модель для того, чтобы линии ММП внутри области, ограниченной КТС<sup>16</sup>, вытягивались вдоль оси симметрии. Красным цветом обозначены линии ММП. Его полярность в модели может меняться при пересечении КТС так же, как слева на Рисунке 2П при пересечении СТС.

Напомним, как в моделях ГПС и стационарных токовых слоёв менялись вдоль малой координаты  $z$  основные величины: плотность плазмы и азимутальная компонента плотности тока имеют максимум при  $z = 0$  и чётны по  $z$ , скорость солнечного ветра (солнечный ветер) имеет минимум на экваторе ( $z = 0$ ) и также чётна, радиальная компонента ММП нечётна по  $z$ . В модели КТС роль малой координаты играет расстояние от оси вращения  $r$  с той разницей, что радиус всегда положителен, так что всё функции будут чётными. Можно ожидать, что на оси КТС будет локальный минимум скорости солнечный ветер и максимум концентрации. Все векторные величины могут в силу симметрии иметь только продольные составляющие. Ненулевые значения перпендикулярных к направлению  $z$  компонент ММП могут соответствовать разрыву, вызванному тонким токовым шнуром вдоль оси вращения. Токовый шнур может быть нужен для того, чтобы получить решение с вытянутыми вдоль  $z$  линиями ММП, однако, как будет показано в этой главе, плазменное равновесие возможно с вытянутыми линиями магнитного поля и без него при условии, что они не пересекают ось вращения.

Если применить идею формирования КТС к гелиосфере, то можно, исходя из неё, допустить, что на высоких гелиоширотах над полюсами Солнца могут быть токовые слои. И, действительно, токовые слои, которые можно интерпретировать как КТС, были найдены по данным наблюдений [Khabarova et al. 2017]. Поскольку ранее почти<sup>17</sup> никто не ставил задачу о нахождении КТС, их обнаружение было неожиданным. Поясним этот момент подробнее. Ранее считалось, что гелиосферный токовый слой (ГТС) – единственный долгоживущий крупномасштабный токовый слой внутри гелиосферы, имеющий солнечное происхождение<sup>18</sup>. Работ, в которых утверждалось бы обратное, практически не было, за небольшим исключением (перечислены не полуэмпирические модели: [Levine et al. 1982; Smith, Bieber 1991; Banaszkiewicz et al. 1998; Bravo, Gonzalez-Esparza 2000; Reville et al. 2015; Маевский и др. 2018b; Kislov et al. 2019; Maiewski et al. 2020]). В перечисленных публикациях были построены модели, в которых долгоживущие токовые слои, расположенные на средних и высоких широтах, были следствием усиления недипольных гармоник магнитного поля Солнца (МПС). Эффекты от мультипольных составляющих МПС обычно становятся существенными в периоды

<sup>16</sup> Далее под “внутри КТС” мы подразумеваем “внутри области, ограниченной КТС”.

<sup>17</sup> См. ниже обсуждение работ Писанко [Pisanko 1997].

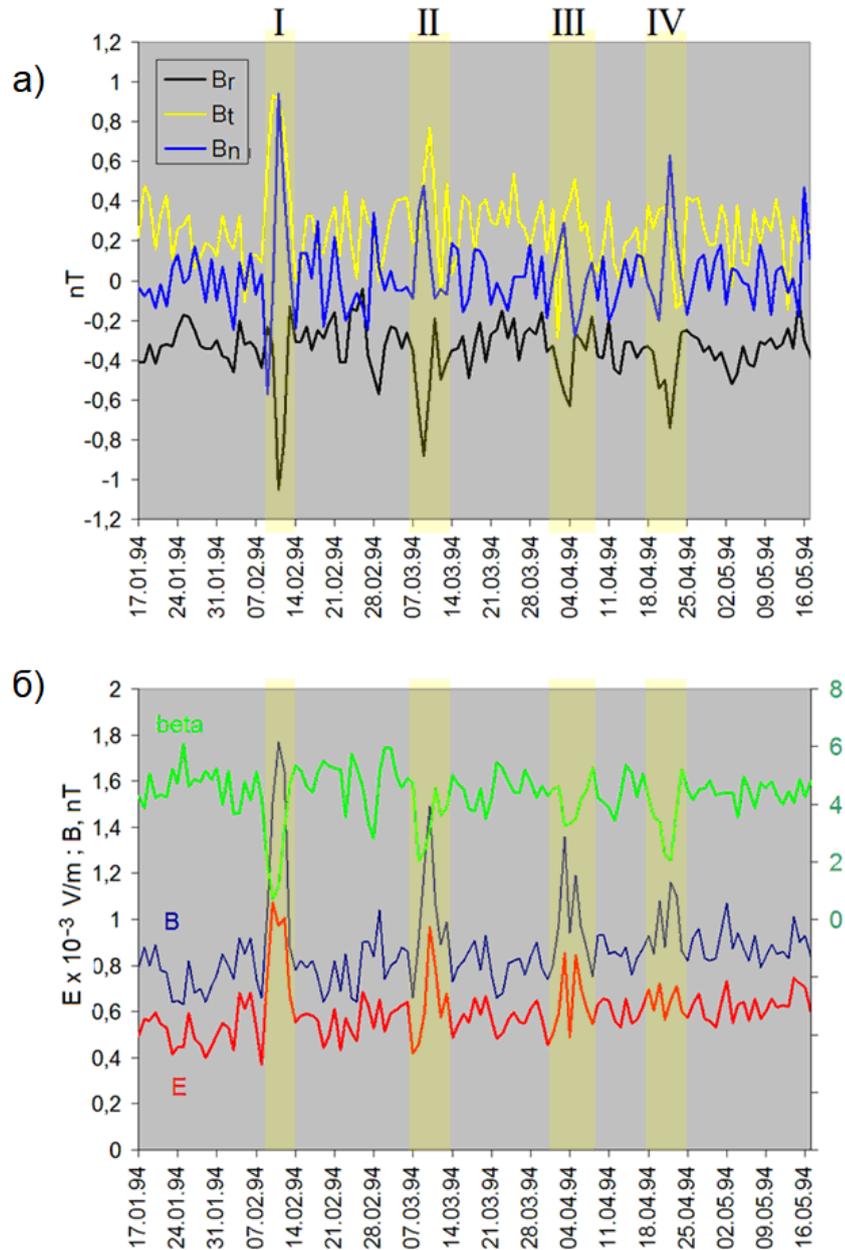
<sup>18</sup> Магнитосферы планет здесь не обсуждаются. Также не обсуждается внутренняя структура крупномасштабных токовых слоёв. Как показывают наблюдения, они могут быть слоистыми [Crooker et al. 1993].

максимума солнечной активности и, как правило, сопровождаются значительным нарушением осевой симметрии в гелиосфере [Wang 2014; Wang et al. 2014]. В периоды минимума солнечной активности МПС и межпланетное магнитное поле (ММП) имеют дипольную структуру с одной нейтральной поверхностью, которой соответствует ГТС. Тем не менее, были наблюдения, которые указывали на наличие “структур с повышенным плазменным бета” (pressure-dominated structures , [Phillips et al. 1995]). Токовые слои относятся к “структурам с повышенным плазменным бета”, однако в цитируемой работе наблюдения были объяснены влиянием ГТС на гелиоширотах более  $50^{\circ}$ .

Результаты наблюдений за межпланетными сцинтилляциями (мерцаниями) показывают, что ГТС может расслаиваться (**Рисунок 1**) [Khabarova et al. 2015a, 2016]. В этом случае участки ГТС могут достичь полярных гелиоширот, но на непродолжительное время, часто много меньше одного Кэррингтоновского оборота. При этом в периоды минимума солнечной активности ГТС большую часть времени имеет невозмущённую волнистую форму и расположен на низких широтах [Bisi et al. 2008, 2016; Jackson et al. 2004, 2006, 2008, 2009; Khabarova et al. 2015a, b, 2016].

Далее кратко приводятся основные наблюдательные данные в полярной области гелиосферы с целью составить у читателя представление о структуре конусообразных токовых слоёв (КТС). Более детальный анализ наблюдений КТС дан в работе [Khabarova et al. 2017]. Конусообразные токовые слои были обнаружены по результатам измерений аппарата Ulysses на расстоянии около 2.5 а.е. от южного полюса Солнца на гелиоширотах более  $50^{\circ}$ . На **Рисунке 2** диссертации показаны измерения Ulysses при многократном пересечении области с КТС. Показаны шесть ярко выраженных пересечений КТС аппаратом Ulysses. Первые пять разделены промежутком времени, близком к периоду Кэррингтоновского оборота. Между пятым и шестым промежутками могли быть дополнительные пересечения, но они менее заметны. В целом, при пересечении КТС в центре области с КТС обнаруживается резкий провал скорости солнечный ветер, пик концентрации (**Рисунке 2б**), а также провал плазменного бета, нейтральные линии по крайней мере двух из трёх компонент ММП (Рисунок 3П Приложения 2). Угол между ММП и скоростью солнечного ветра несколько раз переходит через  $90^{\circ}$ , что говорит, во-первых, о наличии токового слоя, во-вторых о том, что их больше одного, т.е. что КТС слоистый. Кроме того, можно выделить случаи, когда различимы два пика (например, в электрическом поле), что может быть связано с влиянием границ КТС. Угловой размер области с КТС составляет около  $2-3^{\circ}$  (соответствует 10-30 радиусам Солнца) в зависимости от расстояния Ulysses до плоскости эклиптики и номера пересечения. Пересечения КТС на разных

широтах могут быть объяснены его наклоном и вращением вокруг оси Солнца. Каждый раз пересекаются различные части КТС.



**Рисунок 3П.** Физические величины в области крупномасштабных конусообразных токовых слоёв, наблюдаемых Ulysses на высоких гелиоширотах при прохождении на расстояниях от 3.6 а.е. до 2 а.е. над плоскостью эклиптики в 1994 году. а) Сверху вниз: три компоненты ММП в системе координат RTN, плазменное бета. б) Модуль ММП и электрическое поле при I-IV пересечениях, показанных в (а) и на Рисунке 2 диссертации. [Khabarova et al. 2017].

КТС наблюдались также и в 2007 году, основное отличие – вместо пиков концентрации были провалы, также температура плазмы была ниже, чем в 1994 году. 1994 и 2007 годы – относятся к периодам минимума солнечной активности. Когда Ulysses пролетал в полярной зоне во время солнечного максимума, КТС обнаружены не были, причём структуры, которые можно было в 1994 и в 2007 годах интерпретировать как основания КТС вблизи Солнца, в периоды максимума также отсутствовали. Таким образом, хотя недипольные гармоники МПС могут влиять на наличие МПС, природа источников КТС и токовых слоёв из работ типа [Kislov et al. 2019] может быть различной.

В работе [Khabarova et al. 2017] было показано, что источниками КТС являются области с пониженной скоростью плазмы внутри корональных дыр. Наличие подобных областей – интересный наблюдательный результат, потому что, согласно классическим представлениям, корональная дыра – монополярная область быстрого солнечного ветра с пониженной плотностью плазмы и температурой. Ранее были указания на то, что корональные дыры могут содержать магнитоплазменные неоднородности. Так, в работе [Burger et al. 2008] на основе модифицированной модели смешанного магнитного поля Фиска и Паркера [Fisk 1996] было показано, что на высоких гелиоширотах должна существовать область, в которой магнитное поле не описывается моделью Паркера. В модели учитывалось дифференциальное вращение солнечной фотосферы (как по широте, так по радиусу) и то, что дифференциальное вращение плазмы вблизи полюса может нарушаться. В результате в корональной дыре появляется зона, где магнитное поле принимает сложную закрученную форму и становится нерадиальным<sup>19</sup>. Область нерадиального (непаркеровского) магнитного поля ограничена конусообразной поверхностью. Её угловой размер меньше, чем у корональной дыры, и определяется углом между осью вращения Солнца и осью симметрии паркеровского магнитного поля. В зоне непаркеровского магнитного поля движение оснований линий магнитного поля (magnetic field line footpoints) возможно только за счёт диффузного магнитного пересоединения [Burger et al. 2008]. В таком случае эта область может быть ограничена токовым слоем [Stevenson et al. 2015]. Примечательно, что граница корональной дыры также представляет собой систему пересоединяющихся токовых слоёв [Edmondson et al. 2009; Higginson et al. 2016], а нейтральные линии на различных гелиоширотах, включая высокие, были видны по наблюдательным данным [Kuijpers et al. 2015; Nisticò et al. 2015; Stevenson et al. 2015].

Вопрос продолжения конусообразных магнитных структур в гелиосферу в работе [Burger et al. 2008] не обсуждался. В работах [Pisanko 1997] на основе поправок к модели

---

<sup>19</sup> Примечательно, что в модели [Fisk 1996] линии магнитного поля из-за нарушения радиальности могли опускаться из высоких гелиоширот в низкие.

Паркера, основанных на разложении магнитных полей и параметров плазмы в ряд по обратному числу Россби, были получены решения для полярного солнечного ветра. Они примечательны тем, что в рамках модели существует предельное расстояние в радиальном направлении, выше которого корона не может коротировать с Солнцем. На этом расстоянии расположена естественная граница КТС, на которой меняется направление спирали ММП. При этом в полярной гелиосфере появляется выделенная область с нерадиальным магнитным полем. Границей КТС в модели является токовый слой с доминирующей радиальной компонентой плотности тока. В то же время, полярная токовая система по своей структуре напоминает коаксиальный кабель с мощным током вдоль конической поверхности. Величина плотности тока равна по модулю радиальной плотности тока в ГТС, однако первая направлена от Солнца, а вторая – к Солнцу. Сам КТС в работе [Pisanko 1997] окружён множеством тонких токовых нитей с противоположной направленностью тока. Так что суммарный ток в области КТС равен нулю<sup>20</sup>.

КТС могут быть частью глобальной гелиосферной токовой цепи, которую впервые предложил [Alfven 1977]. Согласно его идее, ток вытекает из полярных областей Солнца и замыкается через границы гелиосферы и через ГТС на низких гелиоширотах. При этом полный ток в полярной зоне гелиосферы не равен нулю, как то получается в работах Писанко. Отметим, что радиальная плотность тока  $j_r$  пропорциональна производной по  $z$  от азимутальной компоненты ММП. В предыдущих главах были показаны плазменные равновесия, в которых  $B_\varphi$  нечётно по  $z$  в области ГТС. В работе [Alfven 1977] полный радиальный ток не будет равен нулю. Согласно наблюдениям, магнитное поле  $B_\varphi$  обычно нечётно, за исключением случаев пересечения магнитных островов (см. например [Crooker et al. 2001]). Поскольку через ГТС протекает ненулевой полный ток в радиальном направлении, то он должен каким-нибудь образом замыкаться, иначе Солнце будет быстро накапливать заряд (оценки радиального тока в ГТС превышают 1 GA). Поэтому естественно считать, что в области КТС полный ток не равен нулю, и следовать подходу Альфвена. В то же время, по мнению автора, модель Писанко оказалась недооценённой из-за нехватки наблюдательных данных, на которую он сам указывает. Идея о наличии полярных токовых слоёв, по-видимому, была впервые высказана именно им<sup>21</sup>. Здесь следует сразу заметить, что, однако, по наблюдениям, вблизи КТС обычно меняют знак все компоненты ММП, кроме азимутальной (см. рис. 2b верхний). Это указывает на то, что конфигурация ММП в области КТС может не соответствовать модели [Pisanko 1997]. Также существенно, что полярное магнитное поле в моделях [Fisk 1996; Burger et al. 2008]

<sup>20</sup> Без учёта ГТС, который упоминается [Pisanko 1997] для сравнения.

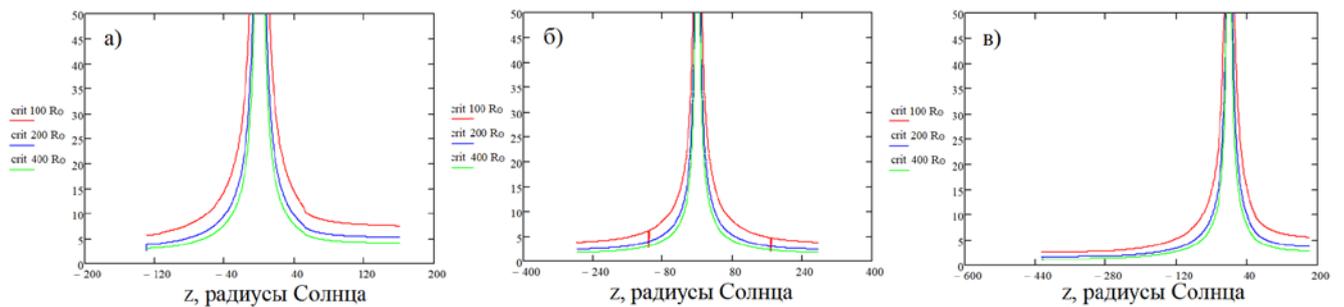
<sup>21</sup> В работе [Alfven 1977] предполагается наличие полного тока и двойных слоёв в короне или корональной дыре, но не говорится прямо, что вдали от Солнца должны быть полярные токовые слои.

является в значительной мере непаркеровским, в то время как в работе [Pisanko 1997] отклонения от модели Паркера имеют вид поправок к основному полю. Таким образом, модель Писанко не вполне подходит для интерпретации наблюдений, но содержит интересные результаты, которые при построении более совершенной модели могут быть учтены в дальнейшем.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 4

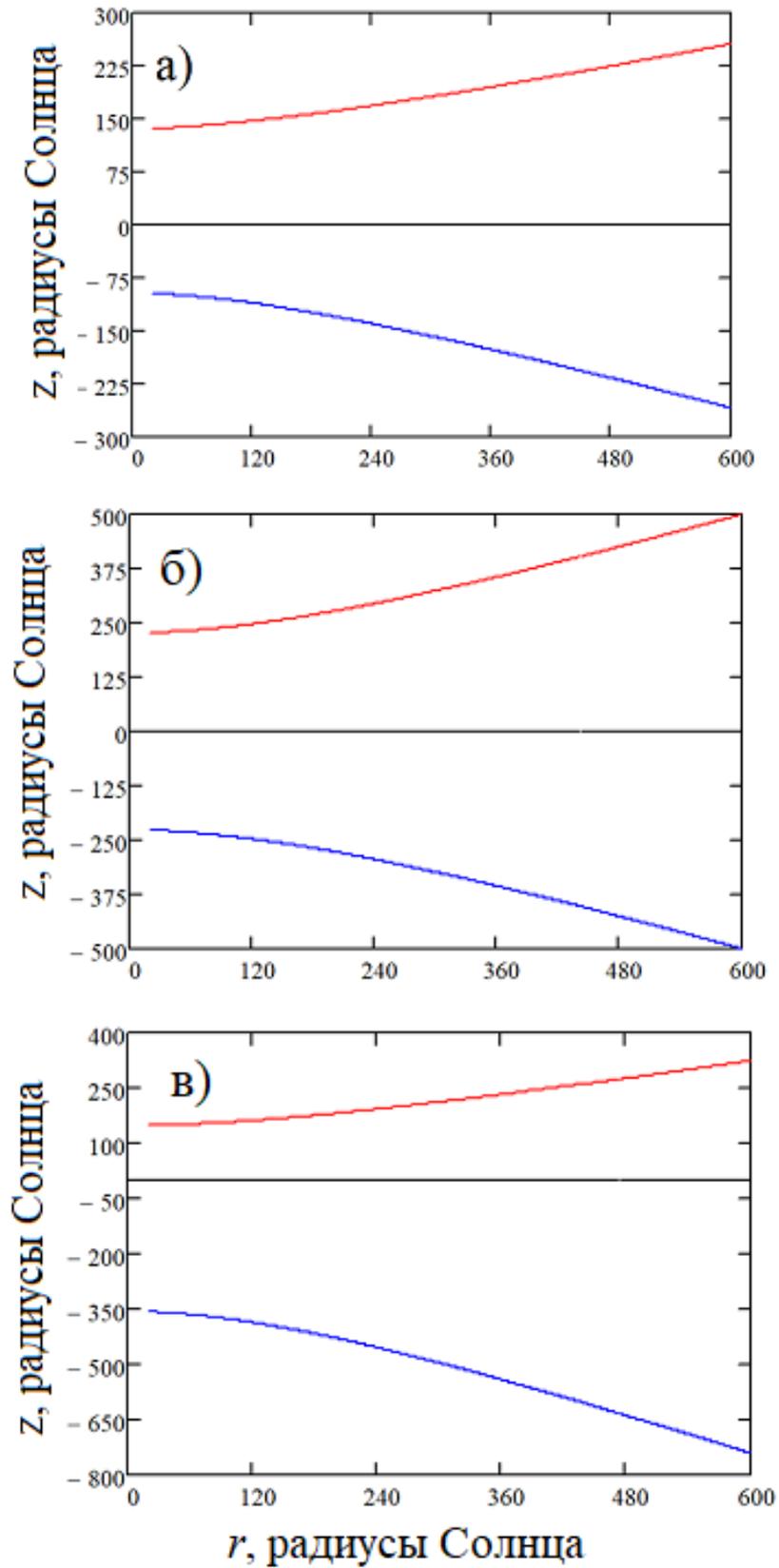
### Оценки области применимости модели из Главы 3

Данная модель, как и представленная в предыдущей главе, использует предположение о том, что производные потоков по  $z$  много больше, чем по  $r$ . Поэтому оценка области применимости также определяется величиной соотношения  $\text{crit} = |B_r/B_z|$ , которое должно быть много больше единицы (см. Главу 2). Это первая оценка, которую следует сделать. Есть и вторая. Линии магнитного поля, которые соответствуют  $\theta = 0$  и  $\pi/2$  в модели расположены на конечной широте. Если позволит первая оценка, станет возможно задать где-нибудь дополнительные условия и с их помощью найти решения выше этих линий, как это было сделано в предыдущей главе. Поскольку здесь автор не стал определять эти условия, модель не описывает полярные области гелиосферы. Положения магнитных поверхностей, соответствующих  $\theta = 0$  и  $\pi/2$  вблизи Солнца – это вторая оценка.



**Рисунок 4П.** Соотношение  $\text{crit} = |B_r/B_z|$  для различных случаев МПС в зависимости от  $z$ . а) – дипольно-квадрупольное МПС; б) – дипольно-октупольное МПС; в) – квадрупольно-октупольное МПС. Разные цвета соответствуют разным расстояниям от оси вращения Солнца.

На рисунке 4П изображены оценки для величины  $\text{crit} = |B_r/B_z|$ . Графики разных цветов соответствуют разным расстояниям от оси вращения Солнца. На разных панелях изображены случаи: а) – дипольно-квадрупольное МПС; б) – дипольно-октупольное МПС; в) – квадрупольно-октупольное МПС. Границы построения графиков определяются потоковыми поверхностями для линий, соответствующих  $\theta = 0$  и  $\pi/2$  вблизи Солнца. Видно, что всюду  $\text{crit} \gg 1$ . Вблизи границ значение  $\text{crit}$  близко к 5, что указывает сниженную точность результатов моделирования по сравнению с другими областями, хотя модель всё ещё применима. Таким образом, на всей расчётной области модель математически корректна.



**Рисунок 5П.** Положение границ, внутри которых модель определена. Случаи: а) – дипольно-квадрупольное МПС; б) – дипольно-октупольное МПС; в) – квадрупольно-октупольное МПС.

На Рисунке 5П показаны границы моделирования при рассмотренных на других рисунках параметрах. Случаи: а) – дипольно-квадрупольное МПС; б) – дипольно-октупольное МПС; в) – квадрупольно-октупольное МПС. При сравнении Рисунков 20-23 диссертации с Рисунком 5П видно, что в рассмотренных случаях сильных недипольных магнитных полей токовые слои расположены далеко от границ области вычислений (порядка 0.25-0.5 а.е.). По величине  $z/r$  для  $z$ ,  $r$ , изображенных на Рисунке 5П можно судить о максимальной гелиошироте, до которой применим представленный вариант модели. Она варьируется от  $70^\circ$  на расстоянии орбиты Меркурия (0.3-0.4 а.е.) от оси вращения Солнца до  $45^\circ$  на расстоянии 3 а.е. от оси вращения Солнца. Примечательно, что с удалением от Солнца расчётная зона уменьшается, а применимость модели слегка ухудшается, как видно из Рисунка 4П.

Вблизи Солнца модель менее точна потому, что в ней не учитывается форма источника. В данном случае применимость может быть оценена только из наблюдений, или с помощью более точных моделей. Подобная оценка выходит за рамки данной работы в силу своей сложности. Модель неприменима для описания внутренней структуры токовых слоёв в силу упрощающих предположений о нулях всех компонент ММП на нейтральных поверхностях и в силу того, что в токовых слоях возможны кинетические и нестационарные эффекты [Malova et al. 2017, 2018; Zank et al. 2014, 2015; le Roux et al. 2015, 2019].

### Сравнение МГД модели из Главы 3 с численной моделью

В работе [Маевский и др. 2018а] была построена численная МГД-модель. В ней система уравнений (1-8) решается для осесимметричного адиабатического течения плазмы в сферической геометрии  $(R, \theta, \varphi)$ , где  $R$  – сферический радиус,  $\theta$  – полярный угол,  $\varphi$  – азимутальный угол. Позже данная модель была применена для описания магнитоплазменных равновесий в гелиосфере при всех возможных соотношениях дипольной и квадрупольной гармоник МПС (см. [Маевский и др. 2018b, c; Maiewski et al. 2020]). Предполагалось, что полученные в работах [Маевский и др. 2018b, c; Maiewski et al. 2020] решения качественно описывают гелиосферу в различные фазы цикла Солнечной активности без учёта самих эффектов активности, которые могут нарушать осевую симметрию течения солнечного ветра.

Граничные условия задавались на сфере  $20 R_\odot$  следующим образом:

$$v_r = 360 \cos^2 \theta + 270, \text{ км/с (П1)}$$

$$v_\theta = 0 \text{ (П2)}$$

$$v_{\varphi} = (44.5 - 5.8 \cos^2 \theta) \sin \theta, \text{ км/с} \quad (\text{П3})$$

$$B_R = (1 - \tau) B_R^1 + (1 - |1 - \tau|) B_R^2 \quad (\text{П4})$$

$$\rho = 1200 - 600 \cos^2 \theta, \text{ а.е.м./см}^3 \quad (\text{П5})$$

$$T = 10^6 \text{ К} \quad (\text{П6})$$

где  $B_R^1 = 600 \cos \theta$  нТ,  $B_R^2 = 300(3 \cos^2 \theta - 1)$  нТ – радиальные компоненты дипольной и квадрупольной гармоник МПС,  $\tau \in [0, 2]$  – весовой множитель.  $\tau=0$  соответствует чисто дипольному МПС, положительному в северной полусфере. Этот случай характерен для минимума солнечной активности.  $\tau=0.5$  описывает случай, когда дипольная и квадрупольная гармоники МПС имеют одинаковую амплитуду. Эта ситуация характерна для периода начала повышения солнечной активности. При  $\tau=1$  в МПС остаётся только квадрупольная составляющая, что соответствует максимуму солнечной активности.  $\tau=1.5$  описывает конец максимума активности,  $\tau=2$  – начало нового цикла. Таким образом весь промежуток  $\tau \in [0, 2]$  описывает весь одиннадцатилетний цикл Швабе. Скорость и плотность плазмы выбраны исходя из представления, что солнечный ветер в экваториальной зоне плотный и медленный, а на высоких гелиоширотах – быстрый и разреженный (П1, П5). Граничная сфера – изотермическая (для простоты), магнитное поле задано строго радиальным с сохранением угловой зависимости, характерной для дипольной и квадрупольной гармоник (П4). Именно под этим подразумевается сферическая геометрия магнитного поля. Также учитывается дифференциальное вращение плазмы (П3) на сфере, как следствие, электрическое поле в гелиосфере нельзя убрать переходом во вращающуюся систему координат. Примечательно, что ГУ (П1-П3, П5, П6) не зависят от  $\tau$ . Т.е. все неоднородности в решениях модели, связанные с токовыми слоями, не являются следствием граничных условий, но отражают естественные свойства плазменных равновесий вблизи токовых слоёв.

Основные отличия аналитической модели из данной главы диссертации и обсуждаемой численной модели следующие:

1) Уравнения численной модели используют меньшее число предположений, поэтому их решения имеют более широкую область применимости. Наиболее существенно то, что линии магнитного поля, соответствующие полярной области остаются на высоких широтах, поэтому модель без дополнительных предположений позволяет описывать высокие широты в гелиосфере;

2) Аналитическая модель выполнена в цилиндрической геометрии, численная – в сферической. Как следствие сферической геометрии, радиальная компонента магнитного поля в численной модели имеет такую же асимптотику, как и в модели [Паркера 1958] – она убывает квадратично с ростом гелиоцентрического расстояния. В аналитической модели магнитное поле убывает по аналогичному закону вдоль линий магнитного поля (см. Главу 2). При фиксированном  $z$  закон спада  $B_r$  ближе к  $1/r$ , чем к  $1/r^2$ , причём вблизи токового слоя отклонения от закона спада  $1/r^2$  наиболее велики, т.к. линии магнитного поля вытягиваются вдоль токового слоя. Результат лучше соотносится с наблюдениями [Хабарова 2013; Khabarova, Obridko 2012]. Для течения со сферической геометрией характерно радиальное расхождение пучка линий ММП;

3) Граничные условия в численной модели формально не имеют никакой связи с Солнцем. В аналитической модели большая часть функций магнитного потока транслируется с поверхности Солнца на граничную сферу с помощью тех уравнений, которые справедливы для любых расстояний;

4) В численной модели без существенных модификаций невозможно описывать линии магнитного поля, пересекающие нейтральную поверхность токового слоя. Причина в том, что полоидальные компоненты МП и скорости солнечный ветер параллельны, но основная компонента ММП меняет знак при пересечении нейтральной поверхности, а скорость солнечный ветер – нет. В итоге скорость либо достигает нуля на экваторе, либо претерпевает разрыв. Последнее приводит к существенным численным ошибкам. Из-за этого на данный момент не имеется численных самосогласованных моделей с замкнутыми линиями ММП. В аналитической модели решения с разрывами удаётся получить (см. предыдущую главу);

5) В численной модели учитывается гравитация, в аналитической – нет. Однако в расчётной области её роль мала, а в те уравнения аналитической модели, которые применяются около Солнца, она не входит;

6) В аналитической модели вблизи граничной сферы имеются все компоненты ММП, так как в качестве ГУ задаётся магнитный поток. В численной модели задаётся ненулевой только  $B_R$ ;

7) В аналитической модели выбор таких функций потока, которые бы позволили описать решения в каждой точке пространства нетривиален из-за того, что максимальные  $z$  определяются выражением (40). В данной главе любые  $z$  не рассматриваются. В численной модели расчётная зона ограничена только вычислительными возможностями, дополнительные

граничные условия для различных зон ММП не требуется. Поэтому численная модель удобна для описания всех гелиоширот одновременно. Аналитическая модель в варианте, представленном в **Главах 2 и 3** диссертации, не описывает полярную гелиосферу. В **Главе 4** показан вариант модели, справедливый только для полярной зоны.

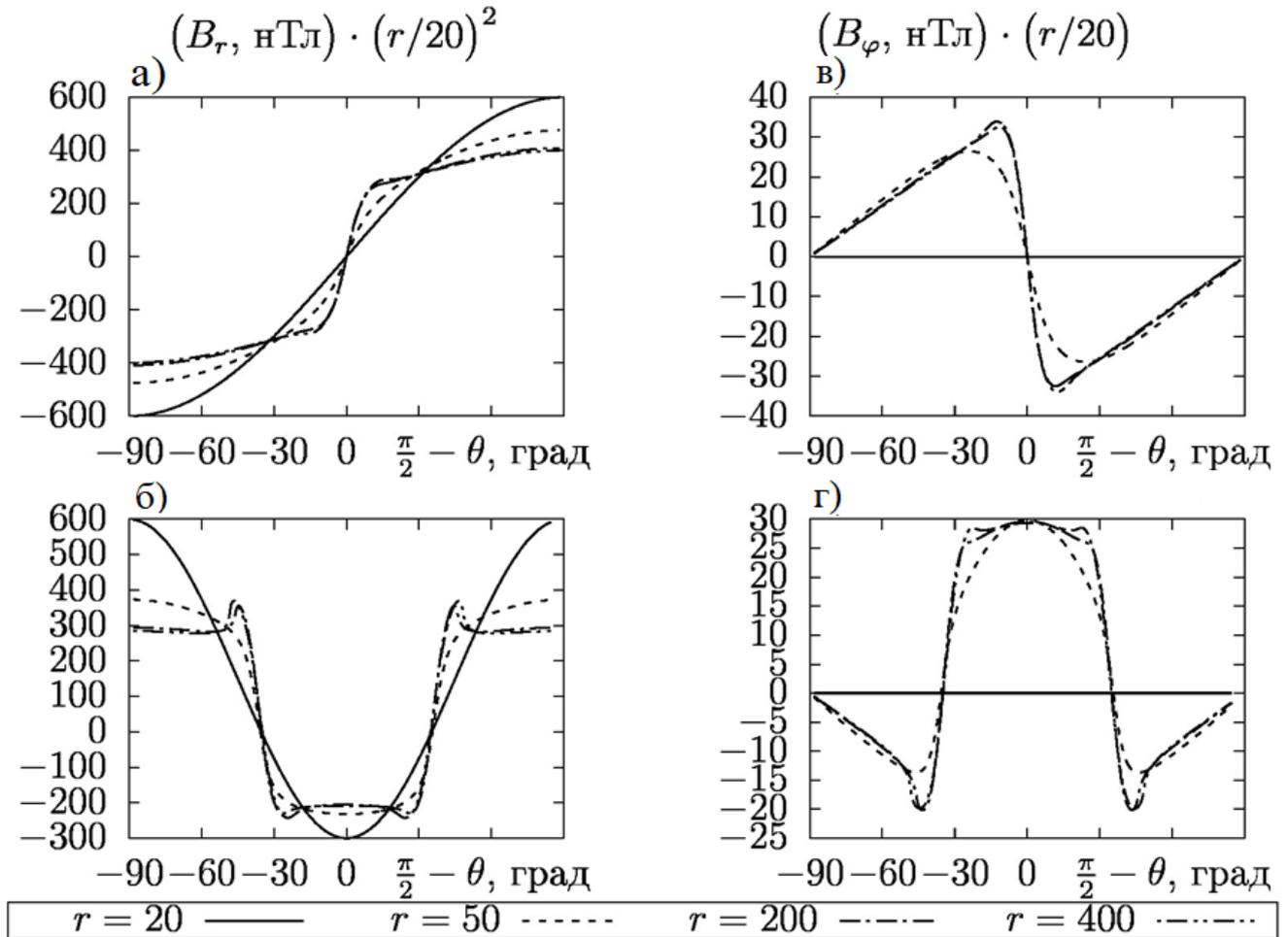
Для сравнения двух моделей рассмотрим графики магнитного поля и плотности плазмы по модели [Маевский и др. 2018b]. На **Рисунке 6П** приведены радиальная (а, б) и азимутальная (в, г) компоненты ММП для различных гелиоцентрических расстояний для случаев слабого (а, в) и сильного (б, г) квадруполь в МПС. Отметим во избежание недоразумений, что графики умножены на асимптотические множители. Так, например, на орбите Земли  $B_r=600$  единиц соответствует  $B_\phi=60$  единиц, обе величины соответствуют 6 нТл. Смысл значений на графике в обоих случаях является аппроксимация по асимптотике данной величины на граничную поверхность (т.е. аппроксимация на граничную сферу даёт в примере 600 нТл и 60 нТл в данном примере соответственно). На **Рисунке 7П** показаны решения для плотности плазмы, 1000 ед на орбите Земли соответствует концентрации  $10 \text{ см}^{-3}$ .

Сравнение решений на **Рисунке 6П, 7П и Рисунков 20-23** диссертации показывает, что

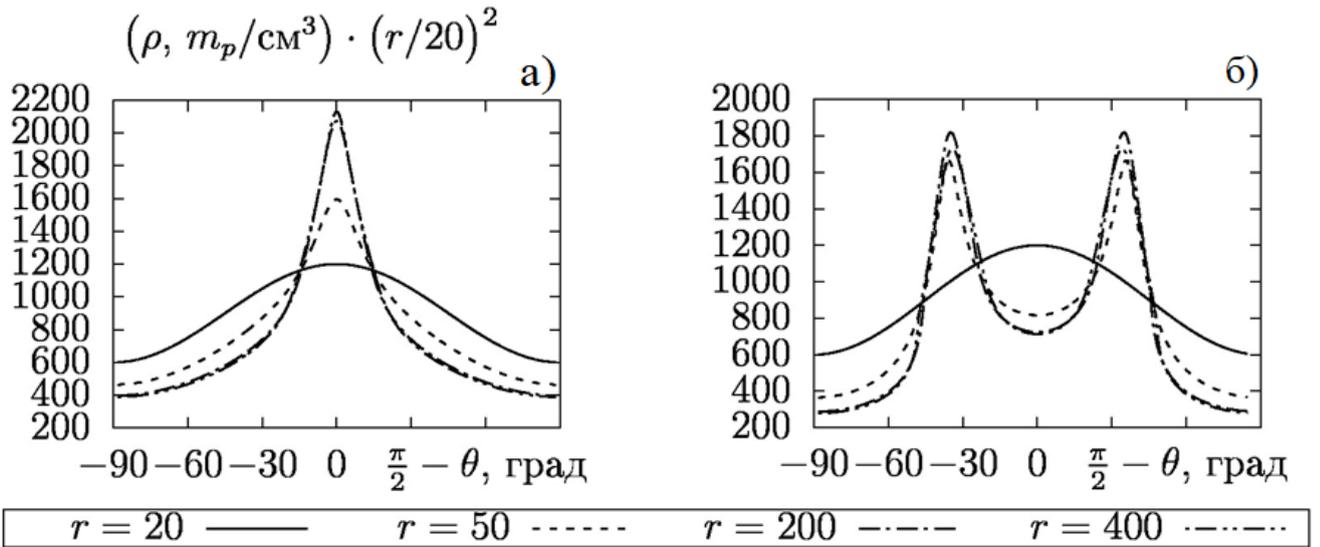
- 1) Все величины имеют одинаковый порядок величины в модели, различия объясняются разными максимальными значениями величин в ГУ.
- 2) Вид решений, т.е. положения нулей магнитного поля и формы кривых сходны.
- 3) Из **Рисунков 6П б, г и 7Пб** для сильной недипольной составляющей видно, что токовые слои расположены на северной и южной гелиоширотах около  $40^\circ$  (случай чистого квадруполь), так же, как и по формуле (4) на граничной сфере при бесконечном  $\epsilon$ . Т.е. в численной модели нейтральные поверхности почти совпадают с нейтральными линиями на границе.
- 4) Из **Рисунка 23** диссертации следует, что на орбите Земли при квадруполье, несколько более сильном, чем диполь, графики расположены на широтах около  $15^\circ$  и  $-35^\circ$ . По формуле (4) при  $\epsilon=2$  должны быть широты порядка 10 и 32 градусов – нейтральные поверхности в решении, представленном в диссертации, находятся несколько дальше от экватора, чем их нейтральные линии на Солнце.

Таким образом, в численной модели нейтральные поверхности вытягиваются радиально с границы. Аналитическая модель имеет больше возможностей для описания решений на низких широтах и из-за различий в геометрии лучше соответствует наблюдениям (другой вариант

модели лучше описывает только высокие широты, см. **Главу 4**). Также токовые слои в ней не являются радиальными проекциями нейтральных линий на границе.



**Рисунок 6П.** Зависимости компонент ММП от широты при различных расстояниях от Солнца  $r=20 R_\odot$ ,  $50 R_\odot$ ,  $200 R_\odot$ ,  $400 R_\odot$ , при  $\tau=0.1$  (период минимальной активности Солнца на графиках сверху) и  $\tau=1$  (период максимальной активности Солнца на графиках снизу). Показаны профили, соответственно,  $B_R$  (а, б) и  $B_\phi$  (в, г) компонент, умноженных на асимптотические множители. Каждая компонента умножена на асимптотический множитель  $(r/20)^n$ , где  $r$  выражено в радиусах Солнца. [Маевский и др. 2018b].



**Рисунок 7П.** Зависимости плотности плазмы от широты для различных расстояний от Солнца, при  $\tau=0.1$  и  $\tau=1$ . Плотность умножена на квадрат расстояния, где за единицу взяты  $20 R_{\odot}$ , аналогично **Рисунку 6П**. [Маевский и др. 2018b].