

# ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ СКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

30 сентября — 2 октября 2020 года ИКИ РАН, Москва

## СБОРНИК ТРУДОВ

Под редакцией А.М. Садовского

Серия «МЕХАНИКА, УПРАВЛЕНИЕ И ИНФОРМАТИКА»

МОСКВА ИКИ РАН 2020 ISBN 978-5-00015-048-1

# XVII Young Scientists Conference "Fundamental and Applied Space Researches" IKI RAN, Moscow, 30 September – 2 October 2020

Proceedings Ed. A. M. Sadovski

The Young Scientists Conference "Fundamental and applied space research" (URL: http://kmu.cosmos.ru) dedicated to the Cosmonautics Day, took place at the Space Research Institute annually. The conference was organized by the Scientific and Outreach Centre of the Space Research Institute. Students, postgraduates and young scientists (up to 35 year-old) participated in the conference and presented more than one hundred and half talks. In "The Young Scientists Conference papers" you may find the selected conference articles. The collection is included in the Russian Science Citation Index. The Conference was supported by RFBR grant No. 20-02-20015.

# XVII Конференция молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования» ИКИ РАН, Москва, 30 сентября — 2 октября 2020 г.

Сборник трудов Под ред. А. М. Садовского

Конференция молодых ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (сайт конференции http://kmu.cosmos.ru), посвящённая Дню космонавтики, ежегодно проводится Научно-образовательным центром Института космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН). В конференции принимают участие студенты, аспиранты и молодые учёные (до 35 лет). В 2020 году было прислано более 100 докладов. Настоящий сборник трудов конференции содержит избранные статьи, написанные докладчиками. Сборник включён в Российский индекс научного цитирования (РИНЦ). Проведение конференции было поддержано Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ) (проект № 20-02-20015).

#### Серия «МЕХАНИКА, УПРАВЛЕНИЕ И ИНФОРМАТИКА»

Компьютерная вёрстка: Комарова Н. Ю.

Мнение редакции не всегда совпадает с точкой зрения авторов статей

Отдельные статьи даны в авторской редакции

Качество иллюстраций соответствует предоставленному авторами материалу

Электронная версия сборника размещена на сайтах ИКИ PAH http://www.iki.rssi.ru/print.htm и Российской научной электронной библиотеки http://elibrary.ru/

<sup>©</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН), 2020

#### ПРЕДИСЛОВИЕ

Ежегодная конференция молодых учёных (КМУ) «Фундаментальные и прикладные космические исследования», посвящённая Дню космонавтики должна была традиционно пройти в апреле, но, к сожалению, в связи с ограничительными мероприятиями из-за Covid-19 была перенесена сначала на июнь, а потом на конец сентября, поэтому труды и сам сборник готовились ещё до начала конференции.

В сборник вошли статьи по всем направлениям конференции:

- 1. Астрофизика и радиоастрономия.
- 2. Исследование планет.
- Физика солнечной системы (солнечно-земная физика и физика гелиосферы).
- 4. Теория и моделирование физических процессов.
- 5. Космическое приборостроение и эксперимент.
- 6. Технологии спутникового мониторинга.

Основная цель конференции — дать возможность студентам, аспирантам и молодым учёным отточить навыки публичного выступления перед большой аудиторией, а также принять участие в обсуждении научных результатов (как получить комментарии к своей работе, так и задать вопросы другим докладчикам). Конференция традиционно проходит в течение трёх дней, когда две секции идут параллельно в течение дня, что, в принципе, позволяет познакомиться с исследованиями в разных областях. Это расширяет кругозор и положительно влияет на общий уровень подготовки молодых учёных, а также подводит базу для создания новых связей как между отдельными научными сотрудниками, так и между целыми научными группами. В этом году в связи с большим числом заявок было решено сделать отдельную секцию со стендовыми докладами.

Официальную информацию о конференции можно найти на её сайте http://kmu.cosmos.ru, на котором проходит регистрация и подача докладов. В КМУ могут участвовать студенты, аспиранты и молодые учёные (до 35 лет).

На конференцию поступило более 150 заявок от участников из разных концов России и СНГ. Поскольку в КМУ участвуют студенты, аспиранты и молодые учёные, то регистрационного взноса не предусматривается, а все расходы организаторы покрывают с помощью грантов (в этом году был получен грант РФФИ).

Приглашаем к участию в наших мероприятиях всех интересующихся космическими исследованиями, а всю информацию о проводимых мероприятиях можно найти на сайте ИКИ РАН www.cosmos.ru.

А. М. Садовский

# ПЕРСПЕКТИВНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ С ГАММА-СПЕКТРОМЕТРОМ НА БОРТУ МОБИЛЬНОГО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ВЕЩЕСТВА ЛУНЫ, МАРСА И ДРУГИХ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ БЕЗ АТМОСФЕРЫ ИЛИ С ТОНКОЙ АТМОСФЕРОЙ

А. А. Аникин  $^{1}$ , И. Г. Митрофанов  $^{1}$ , Д. В. Головин  $^{1}$ , А. Б. Санин  $^{1}$ , С. Ю. Никифоров  $^{1}$ , М. В. Дьячкова  $^{1}$ , Д. И. Лисов  $^{1}$ , М. Л. Литвак  $^{1}$ , М. И. Мокроусов  $^{1}$ , Г. Н. Тимошенко  $^{2}$ , В. Н. Швецов  $^{2}$ 

Представлены итоги второго года исследований по созданию перспективного космического гамма-спектрометра, основанного на методе меченных заряженных частиц. В работе обсуждается методика, которая позволяет существенно подавить фон гамма-излучения от космического аппарата, на борту которого может быть установлен такой гамма-спектрометр, и приведены результаты испытаний и отработок лабораторного макета гамма-спектрометра на фазотроне Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований с использованием протонного пучка. Экспериментально доказано, что лабораторный макет гамма-спектрометра может рассматриваться как непосредственный прототип, позволяющий выполнять задачи по анализу элементного состава вещества вдоль трассы движения мобильного космического аппарата.

*Ключевые слова:* гамма-лучи, космические лучи, ядерные линии, химический состав планетного вещества, планеты, Луна, космические исследования

#### **ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время становятся актуальными эксперименты по анализу состава вещества Луны и Марса непосредственно на поверхности с мобильных автоматических аппаратов. В рамках решения научных задач эти исследования могут предоставить важную информацию, которая позволит более полно понять эволюцию исследуемого небесного тела. С практической же точки зрения это может быть необходимо, например, для изучения распространённости элементов в потенциальных районах размещения будущей базы и для разведки доступных ресурсов.

Мобильность позволяет быстро исследовать различные участки поверхности и обнаруживать наиболее интересные области, где можно проводить детальный анализ, используя всю доступную научную аппаратуру, включая забор и анализ проб грунта.

Аникин Артём Александрович — электроник, аспирант, а.anikin@np.cosmos.ru Митрофанов Игорь Георгиевич — заведующий отделом, д-р физ.-мат. наук Санин Антон Борисович — ведущий научный сотрудник, канд. физ.-мат. наук Никифоров Сергей Юрьевич — младший научный сотрудник Головин Дмитрий Васильевич — научный сотрудник Дьячкова Майя Викторовна — младший научный сотрудник Лисов Денис Игоревич — младший научный сотрудник Литвак Максим Леонидович — заведующий лабораторией, д-р физ.-мат. наук Мокроусов Максим Игоревич — заведующий лабораторией, канд. физ.-мат. наук Тимошенко Геннадий Николаевич — заместитель директора, д-р физ.-мат. наук Швецов Валерий Николаевич — заместитель директора, канд. физ.-мат. наук

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН), Москва, Россия

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ), Дубна, Россия

Одним из общепринятых методов определения объёмного элементного состава оказывается космическая гамма-спектроскопия. Он хорошо себя зарекомендовал при изучении состава грунта Луны, Марса, Меркурия и малых небесных тел с околопланетных орбит (Adler, Trombka, 1977; Evans, et al., 2006; Feldman et al., 1999; Prettyman et al., 2011; Vinogradov et al., 1966). Космическая гамма-спектроскопия основана на измерении вторичного излучения поверхности, возникшего за счёт бомбардировки поверхности заряженными частицами галактических космических лучей (ГКЛ). С её помощью можно определить концентрацию в планетных реголитах таких породообразующих элементов как O, C, Na, Mg, Al, Si, Ca, K, Fe. Следует отметить, что до настоящего времени эксперименты по гамма-спектроскопии вещества на борту планетных мобильных аппаратов ещё не проводились.

Основная трудность при проведении таких экспериментов связана, вопервых, со статистической обеспеченностью измерений гамма-спектров и, вовторых, с наличием паразитного локального гамма-фона. С первой проблемой можно справиться за счёт увеличения размеров детекторов и увеличения времени экспозиции (насколько позволяют ограничения по массе и времени работы). Локальный фон возникает в силу следующих причин:

- космический аппарат на поверхности небесного тела с тонкой атмосферой или без атмосферы подвергается воздействию ГКЛ и сам является источником вторичного гамма-излучения, который вносит существенный вклад в общий спектр, особенно с учётом присутствия в его составе таких же химических элементов, как и в планетарном грунте. Это сильно затрудняет интерпретацию полученных результатов при анализе состава грунта;
- если уникальный элементный состав присущ только локальному участку поверхности, то его идентификацию затрудняют вклады в общий гаммаспектр от окружающих его участков поверхности с другим элементным составом.

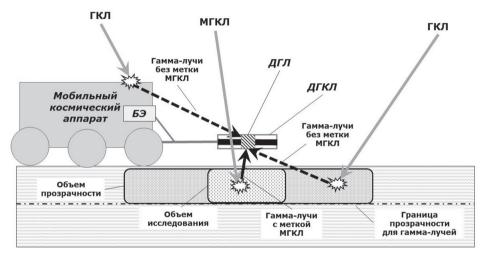
Для решения задачи подавления локального гамма-фона в этой работе предлагается использовать метод меченных заряженных частиц галактических космических лучей ГКЛ.

Используя схему совпадений, собранную в виде протонного телескопа, можно отобрать только те заряженные частицы ГКЛ, которые прилетели в определённом телесном угле и облучили участок поверхности, находящийся в пределах этого телесного угла, после чего синхронизировать это по времени с регистрацией гамма-фотонов в гамма-детекторе. Этот метод получил название метода меченых галактических космических лучей (Mitrofanov et al., 2019). Первые лабораторные измерения с макетом космического гамма-спектрометра, основанного на методе меченных галактических космических лучей (КГС-МГКЛ), были проведены на протонном пучке фазотрона лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне в 2018 г. (Митрофанов и др., 2019). Они показали перспективность этого метода.

Во время создания лабораторного макета ставилась задача определиться с методом присвоения метки протонам во время испытаний. При этом требовалось понять, можно ли, следуя такой концепции, сконструировать гамма-спектрометр в лётном исполнении. Именно поэтому было принято решение о самостоятельной разработке плат без привлечения модульных быстродействующих систем.

### КОНЦЕПЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА С ПРИБОРОМ КГС-МГКЛ, РАБОТАЮЩИМ НА БОРТУ МОБИЛЬНОГО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Прибор КГС-МГКЛ состоит из детектора гамма-лучей (ДГЛ), детектора галактических космических лучей (ДГКЛ) и блока электроники (БЭ). Устройство ДГЛ расположено на борту мобильного аппарата на небольшой высоте над поверхностью небесного тела (рис. 1, см также (Аникин и др., 2020)). Так как для приборов, устанавливаемых на мобильные платформы, выделяется небольшая масса, то в качестве гамма-детектора целесообразно рассматривать современные сцинтилляционные кристаллы с относительно большой эффективностью и высоким спектральным разрешением. В качестве примера такого сцинтиллятора можно назвать кристалл CeBr³(Boynton W.V., et al., 2004, Goldsten J.O., et al., 2007, Golovin D.V., et al., 2018, Hasebe N., et al., 2008).



**Рис. 1.** Схема концепции эксперимента с космическим гамма-спектрометром с применением метода меченых космических лучей на борту мобильного аппарата на поверхности небесного тела

Устройство ДГКЛ представляет собой две плоские пластины из сцинтиллятора, расположенные параллельно поверхности друг над другом (см. рис. 1, а также (Аникин и др. 2019)). Такой вариант конструкции ДГКЛ позволяет на основе применения схемы совпадения отсчётов в двух плоских сцинтилляторах ограничить телесный угол на небесной сфере, из которого приходят заряженные частицы ГКЛ, производящие гамма-фотоны в части «объёма прозрачности» (см. рис. 1).

Блок электроники БЭ формирует кадры телеметрической информации, содержащие «байтовые слова ГКЛ» для отсчётов в детекторе ДГКЛ и «байтовые слова ГЛ» для отсчётов в детекторе ДГЛ, накопленные за один цикл измерения. Слова для ГКЛ содержат данные о времени регистрации заряженных частиц ГКЛ с точностью порядка наносекунды. Слова для ГЛ содержат данные об амплитудах и временах регистрации отсчётов от фотонов гамма-лучей также с точностью порядка наносекунды.

Таким образом, принцип работы КГС-МГКЛ состоит в отборе гамма-фотонов, испущенных из «объёма изучения» под поверхностью небесного тела по факту совпадения моментов их регистрации с отсчётами от ГКЛ.

При перемещении мобильного аппарата происходит «сканирование» изучаемой поверхности с пространственным разрешением, которое соответствует размеру области меченных ГКЛ. Очевидно, что уменьшение темпа счёта фотонов при сокращении размера этой области должно компенсироваться соответствующем увеличением суммарного времени экспозиции.

Выполненный в работе (Аникин и др., 2020) анализ чувствительности прибора, построенного по предлагаемой схеме, показал, что концепция эксперимента позволяет получить информацию о составе изучаемой поверхности.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ВТОРОГО ГОДА РАЗРАБОТКИ ПРИБОРА КГС-МГКЛ

Испытания макета прибора проводились в ОИЯИ в Дубне на медицинском пучке протонов фазотрона лаборатории ядерных проблем. Описание экспериментального зала и структура пучка приведено в публикации (Митрофанов и др., 2019).

Для второго года эксперимента использовалась составная мишень (СМ), которая представляла собой призму с размерами  $8\times8\times20,5$  см, где  $8\times8$  см — это облучаемая поверхность мишени, а 20,5 см — её толщина, ориентированная вдоль направления протонного пучка. В качестве основного фрагмента составной мишени (ОФСМ) было выбрано силикатное стекло. Оно почти на 70% состоит из оксида кремния с примесью различных оксидов, включая оксиды натрия, магния, кальция и алюминия.

В основном фрагменте мишени ОФСМ, по всей её толщине был сделан угловой вырез с размерами 3×3 см, в который вставлялись сменные фрагменты составной мишени (СФСМ), представляющие собой призмы с размерами 3×3×20,5 см, изготовленные из силикатного стекла, С, Na, Al, Mg, Fe и Тi. Таким образом, облучаемая поверхность мишени представляла собой комбинацию силикатного стекла (86 % облучаемой поверхности) и другого материала (14 % от облучаемой поверхности), в составе которого доминировал один из указанных выше химических элементов.

На рис. 2 представлен общий вид экспериментальной установки ЭУ-02. Размеры пучка, проходящего через коллиматор, составляют 8×8 см, протонного телескопа 3×3 см.



Рис. 2. Общий вид экспериментальной установки ЭУ-02

Методика проведения эксперимента включала два разных типа измерений:

- 1. Работа на пучке протонов с СМ, полностью состоящей из силикатного стекла. Для этого опыта в ОФСМ помещался СФСМ из силикатного стекла, аналогичного по составу материала ОФСМ. Фактически этот опыт представлял собой имитацию некого однородного грунта, который доминирует в окружающей поверхности вокруг посадочной платформы. В этом измерении все протоны из пучка, в том числе включая меченые протоны, при облучении мишени попадали на материал с одним и тем же элементным составом.
- 2. Работа на пучке протонов с неоднородной СМ, где основная часть ОФСМ дополнялся СФСМ из другого материала (С, Na, Al, Mg, Fe и Ti). В этом измерении меченные протоны при облучении попадали на СФСМ.

Основная задача измерений состояла в том, чтобы установить, насколько достоверно можно отличить гамма-спектр, полученный в опыте № 2, от гамма-спектра, полученного в опыте № 1. Это сопоставление было выполнено в двух режимах работы: в обычном режиме измерений без применения метода «меченых протонов», когда фотоны регистрируются со всей мишени, и в режиме применения этого метода, когда для спектроскопии отбираются только фотоны, синхронизованные по времени с протонами, прошедшими через протонный телескоп. Во втором случае фактически регистрируются только фотоны, образовавшиеся в СФСМ.

Во время проведения лабораторных экспериментов первого года проекта были выявлены некоторые особенности аналоговой схемы гамма-спектрометра лабораторного макета ЛМ-01, которые ранее не учитывались и не были критичными для обычного режима измерений. Главная из них состоит в том, что время регистрации гамма-кванта зависит от амплитуды сигнала, возникающего на выходе схемы после предусилителя: чем меньше энергия, оставленная гамма-квантом в кристалле сцинтиллятора, тем позже вырабатывается сигнал о факте его регистрации. То есть появляется зависимость времени регистрации гамма-кванта от номера спектраль-

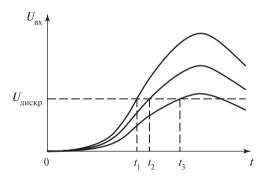
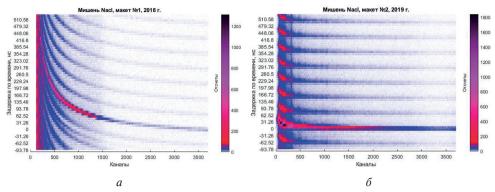


Рис. 3. Иллюстрация причины возникновения эффекта спектральный канал — задержка для ЛО-01

ного канала, соответствующего оставленной им в кристалле энергии. Для краткости эту зависимость можно назвать зависимостью «спектральный канал — задержка» (рис. 3).

Для успешного применения КГС-МГКЛ на практике требуется существенное снижение данной зависимости. Обработка и интерпретация таких данных сильно затруднена и требует записи всех «байтовых слов»: и от «меченных протонов», и от гамма-квантов — что на два порядка увеличивает передаваемый файл с данными. При устранении этой зависимости удастся использовать схему совпадения сигналов от ДГКЛ и ДГЛ на основе аналоговых ворот, что позволит сильно увеличить в файле соотношение сигнал/шум, а так же уменьшить этот файл с данными.



**Рис. 4.** Распределение количества отсчётов зарегистрированных гамма-квантов по амплитуде сигнала (горизонтальная ось — номер спектрального канала) и по времени их регистрации относительно моментов прихода протонов (вертикальная ось — задержка по времени, нс). Измерения сделаны для мишени NaCl: a — на JM-01; b — на JM-02

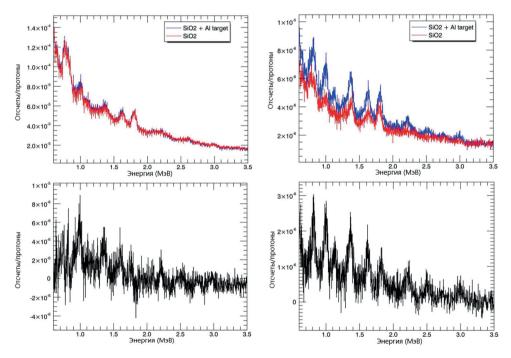


Рис. 5. Спектры гамма-излучения от однородной составной мишени СМ из силикатного стекла (красный цвет) и от неоднородной мишени СМ с фрагментом СФСМ из алюминия (синий цвет) (слева вверху); разность спектров, показанных на верхнем рисунке (из спектра для неоднородной мишени вычитается спектр для однородной мишени) (слева внизу); измерения сделаны без использования метода «меченых протонов». Спектры гамма-излучения от однородной составной мишени СМ из силикатного стекла (красный цвет) и от неоднородной мишени СМ с фрагментом СФСМ из алюминия (синий цвет) (справа вверху); разность спектров, показанных на верхнем рисунке (из спектра для неоднородной мишени вычитается спектр для однородной мишени) (справа внизу); измерения сделаны с применением метода «меченых протонов»

Для ЛМ-02 была полностью переработана электрическая схема, в которой стала использоваться электроника с наносекундными задержками. Так, до переработки характерное среднее время задержки момента регистрации отсчётов 200-го канала относительно отсчётов 3500-го канала для ЛМ-01 составляет более 400 нс (рис. 4a, см. с. 10), что показывает невозможность использования реализации схемы совпадения на основе аналоговых ворот в 100 нс (Аникин и др., 2020), а для ЛМ-02 такое время составляет уже менее 40 нс (рис. 4б). На рис. 4 можно наблюдать характерные «волны» с интервалом около 70 нс, которые возникают из-за особенностей структуры пучка самого ускорителя (Митрофанов и др., 2019).

В качестве примера обработки данных на рис. 5 (см. с. 10) представлены результаты серии измерений с СФСМ из силикатного стекла и алюминия представлены (Митрофанов и др., 2020). На графиках слева показаны данные, полученные при работе лабораторного макета КГС-МГКЛ в стандартном режиме с суммированием всех фотонов, зарегистрированных гамма-детектором. На графиках справа представлены данные измерений, когда проводился отбор зарегистрированных фотонов по методу «меченых протонов».

На верхних графиках рис. 5 показаны гамма-спектры, полученные для однородной СМ из силикатного стекла, когда сменный фрагмент СФСМ также состоял из силикатного стекла (опыт № 1, см. выше методику проведения эксперимента) и для СМ с фрагментом СФСМ из алюминия (опыт № 2, см. выше методику проведения эксперимента). На нижних графиках представлена разность этих спектров.

В список интенсивных пиков, связанных с производством неупругих гамма-линий в алюминии, можно включить до девяти гамма-линий с энергиями: 844 кэВ, 1014, 1130, 1369, 1612, 1809, 2211, 2754 и 3004 кэВ. Визуально заметны лишь небольшие отличия в амплитудах некоторых пиков на энергиях, где можно ожидать появление сильных гамма-линий алюминия (см. рис. 5, верхний график слева). На разнице между спектрами (см. рис. 5, нижний график слева) можно выделить только три таких явных значимых превышения на энергиях 1014, 1369 и 1612 кэВ. Количественная оценка значимостей остальных ожидаемых гамма-линий на энергиях 844, 1809 и 3004 кэВ не превысила порога в 3σ. Отсутствие заметных линий связано с тем, что в статистику отсчётов в гаммадетекторе большой вклад вносит излучение от ОФСМ из силикатного стекла и также фоновое излучение. Следует отметить, что алюминий в качестве фонового излучения будет присутствовать как один из основных элементов космического аппарата, что значительно затруднит интерпретацию данных спектрометрии без использования селективных методов.

Противоположную картину можно наблюдать на графиках рис. 5 справа, где спектры однородной СМ и СМ с фрагментом из алюминия по методу «меченных протонов» имеют сильные визуальные различия. Данный результат характеризует чувствительность метода. Количественно это хорошо подтверждается по разности двух спектров (см. рис. 5, нижний правый график). Для гамма-пика на энергии 844 кэВ значимость составляет 16 $\sigma$  (стандартных отклонений), на энергии 1014 кэВ — 20 $\sigma$ , на энергии 1369 кэВ — 23 $\sigma$  (Митрофанов и др., 2019).

#### выводы

В ходе разработки макета прибора КГС-МГКЛ в значительной степени убрана зависимость «спектральный канал — задержка», т.е. времени регистрации гамма-фотона от его энергии. При полученных параметрах аналоговой схемы стало

возможным использовать аналоговые временные ворота для увеличения скорости обработки и интерпретации данных и увеличения в файлах соотношения сигнал/шум.

Это позволило применить метод меченных заряженных частиц при регистрации гамма излучения от некого выделенного объёма вещества. Было показано, что за счёт этого можно определить элементный состав локального участка поверхности при его проезде луноходом или марсоходом, существенно понизив паразитный гамма-фон от самого космического аппарата и других участков поверхности.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 18-12-00487).

#### ЛИТЕРАТУРА

- Аникин А. А., Митрофанов И. Г., Головин Д. В. и др. Перспективный прибор «Космический гамма-спектрометр с мечеными заряженными частицами» (КГС-МЗЧ) для изучения Луны, Марса и других небесных тел солнечной системы методами ядерной физики // 16-я Конф. молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования»: сб. тр. М.: ИКИ РАН, 2019. С. 5—10.
- Аникин А. А., Дьячкова М. В., Литвак М. Л. и др. Перспективный эксперимент с гаммаспектрометром на борту мобильного космического аппарата для изучения элементного состава вещества Луны, Марса и других небесных тел без атмосферы или с тонкой атмосферой // Космич. исслед. 2020. (В печати.)
- *Митрофанов И. Г., Головин Д. В., Санин А. Б.* и др. Результаты экспериментальной верификации гамма-спектрометра с мечеными заряженными частицами на протонном пучке ускорителя ОИЯИ // Письма в журнал «Физика элементарных частиц и атомного ядра». 2019. Т. 16. № 3(222). С. 233—239.
- *Митрофанов И. Г.*, *Литвак М. Л.*, *Головин Д. В.* и др. Гамма-спектрометрия составных мишеней-аналогов планетного вещества на протонном пучке ускорителя ОИЯИ с использованием метода меченых протонов // Письма в журнал «Физика элементарных частиц атомного ядра». 2020. Т. 17. № 3(228). С. 299—313.
- *Adler I.*, *Trombka J. I.* Orbital chemistry Lunar surface analysis from the X-ray and gamma ray remote sensing experiments // Physics and Chemistry of Earth. 1977. V. 10. P. 17–43. DOI: 10.1016/0079-1946(77)90004-0.
- Boynton W. V., Feldman W. C., Mitrofanov I. G. et al. The Mars Odyssey Gamma-Ray Spectrometer Instrument Suite // Space Science Reviews. 2004. V. 110. No. 1. P. 37–83.
- Evans L. G., Reedy R. C., Starr R. D., Kerry K. E., Boynton W. V. Analysis of gamma ray spectra measured by Mars Odyssey // J. Geophysical Research. 2006. V. 111. E03S04. DOI: 10.1029/2005JE002657.
- Feldman W. C., Barraclough B. L., Fuller K. R. et al. The Lunar Prospector gamma-ray and neutron spectrometers // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 1999. V. 422. P. 562–566. DOI: 10.1016/S0168-9002(98)00934-6.
- Goldsten J. O., Rhodes E. A., Boynton W. V. et al. The MESSENGER Gamma-Ray and Neutron Spectrometer // Space Sciences Revews. 2007. V. 131. P. 339–391. DOI: 10.1007/s11214-007-9262-7.
- Golovin D. V., Litvak M. L., Mitrofanov I. G. et al. Comparison of sensitivities of semiconductor (HPGe) and scintillation (CeBr<sub>3</sub>) detectors in the measurement of gamma spectra induced by neutrons in the model of planetary soil // Physics of Particles and Nuclei Letters. 2018. V. 15. P. 524–530.
- *Hasebe N.*, *Shibamura E.*, *Miyachi T.* et al. Gamma-ray spectrometer (GRS) for lunar polar orbiter SELENE // Earth Planets Space. 2008. V. 60. P. 299–312.

Mitrofanov I. G., Sanin A. B., Nikiforov S. Y. et al. Cosmic gamma-ray spectrometer with tagged charged particles of Galactic Cosmic Rays // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2020. V. 953. 163148. DOI: 10.1016/j.nima.2019.163148.

Prettyman T.H., Feldman W.C., McSween H. Y. et al. Dawn's Gamma Ray and Neutron Detector // Space Science Reviews. 2011. V. 163. P. 371–459. DOI: 10.1007/s11214-011-9862-0.

Vinogradov A. P., Surkov Y. A., Chernov G. M. et al. Measurements of Gamma Radiation of the Lunar Surface by the Luna-10 Space Station // Cosmic Research. 1966. V. 4. P. 751.

# AN EXPERIMENT WITH A GAMMA-RAY SPECTROMETER ON BOARD A MOBILE SPACECRAFT TO STUDY THE ELEMENTAL COMPOSITION OF THE SUBSTANCE OF THE MOON, MARS AND OTHER CELESTIAL BODIES WITHOUT AN ATMOSPHERE OR WITH A THIN ATMOSPHERE

A. A. Anikin<sup>1</sup>, I. G. Mitrofanov<sup>1</sup>, D. V. Golovin<sup>1</sup>, A. B. Sanin<sup>1</sup>, S. Yu. Nikiforov<sup>1</sup>, M. V. Djachkova<sup>1</sup>, D. I. Lisov<sup>1</sup>, M. L. Litvak<sup>1</sup>, M. I. Mokrousov<sup>1</sup>, G. N. Timoshenko<sup>2</sup>, V. N. Shvetsov<sup>2</sup>

The results of the second year of research on the creation of a promising space gamma spectrometer based on the tagged charged particle method are presented. The paper discusses a technique that allows one to significantly suppress the background of gamma radiation from a spacecraft, on board of which such a gamma spectrometer can be installed, and presents the results of tests and development of a laboratory model of a gamma spectrometer at the phasotron of the Laboratory of Nuclear Problems of JINR using a proton beam. It has been experimentally proved that the laboratory model of the gamma spectrometer can be considered as a direct prototype that allows performing tasks for analyzing the elemental composition of matter along the route of a mobile spacecraft.

*Keywords:* Gamma rays, cosmic rays, nuclear lines, chemical composition of the planetary substance, planets, Moon, space research

**Anikin** Artem — electronics specialist, graduate student, a.anikin@np.cosmos.ru

Mitrofanov Igor — head of the department, doctor of physical and mathematical sciences

Sanin Anton — senior researcher, PhD

Nikiforov Sergei — junior researcher

**Golovin** Dmitriy — researcher

**Djachkova** Maya — junior researcher

**Lisov** Denis — junior researcher

Litvak Maksim — head of the laboratory, doctor of physical and mathematical sciences

**Mokrousov** Maksim — head of the laboratory, PhD

**Timoshenko** Gennady — deputy director, doctor of physical and mathematical sciences

Shvetsov Valery — deputy director, PhD

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Space Research Institute of the RAS (IKI), Moscow, Russia

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Joint Institute for Nuclear Research (JINR), Dubna, Russia

# РЕГИСТРАЦИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

А. С. Бычкова, А. А. Карташева, Г. Г. Дольников, И. А. Шашкова, И. А. Кузнецов, А. Н. Ляш, А. Е. Дубов, А. В. Шеховцова, С. А. Бедняков, А. В. Захаров

Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

Предложен экспериментальный метод определения импульса единичной пылевой частицы из направленного потока. С помощью аэродинамической трубы создано направленное движение пылевых частиц из материалов, схожих с марсианскими. С помощью пьезокерамических датчиков определены значения импульса для различных диаметров пылевых частиц. Теоретические расчёты и экспериментально полученные данные не противоречат друг другу.

*Ключевые слова:* динамика пылевых частиц, Марс, пьезоэлектрический датчик, космические исследования

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Атмосфера Марса имеет некоторую схожесть с земной атмосферой. В частности, на Марсе присутствует ионосфера на высотах от 80 до 135-140 км (Попель и др., 2019). В последние годы с помощью инфракрасного и ультрафиолетового спектрометра SPICAM (Spectroscopy for Investigation of Characteristics of the Atmosphere of Mars) на борту орбитальной станции Mars Express (Fedorova, 2014) было обнаружено, что в атмосфере Марса присутствуют несколько мод аэрозолей. Большое количество пылевых частиц различных размеров оказывает непосредственное влияние на работу аппаратуры, находящейся на поверхности Марса. Также очень важно иметь представление об интенсивности процессов, в которых участвует пылевой материал, для выбора корректной программы работ приборов. К примеру, солнечные батареи снижают, а иногла и теряют свои функциональные свойства при попадании в район распространения пылевой бури. Так, одним из простых способов определения интенсивности процесса является непосредственная оценка количества частиц, вовлечённых в него. В роли такого счётчика может выступать пьезоэлемент, преобразующий механическое воздействие удара частицы в электрический сигнал, который может быть использован для вычисления импульса единичного события. В связи с этим был проведён ряд экспериментов с участием пьезкерамического датчика и двух материалов различной природы, а также дальнейший анализ полученных результатов.

**Бычкова** Анна Сергеевна — инженер, студентка, br.annette7@gmail.com

Карташева Александра Александровна — ведущий инженер, канд. физ.-мат. наук

Дольников Геннадий Геннадьевич — научный сотрудник

Шашкова Инна Александровна — научный сотрудник, канд. физ.-мат. наук

Кузнецов Илья Александрович — младший научный сотрудник

Ляш Андрей Николаевич — научный сотрудник

Дубов Андрей Евгеньевич — ведущий инженер

Шеховцова Анастасия Валерьевна — инженер, студентка

Бедняков Сергей Александрович — ведущий инженер

Захаров Александр Валентинович — главный научный сотрудник, д-р физ.-мат. наук

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Для создания направленной скорости использовалась аэродинамическая труба, обеспечивающая непрерывный поток воздуха. Пылевые частицы инжектировались в поток, где приобретали импульс. Пьезокерамический датчик, установленный перпендикулярно потоку, регистрировал импульс, переданный приходящей пылевой частицей.

Механическая конструкция экспериментальной установки схематично приведена на рис. 1 и представляет собой замкнутый воздушный контур квадратной формы, со стороной квадрата равной 30 см. Поток воздуха обеспечивается системой вентиляторов с регулируемой частотой оборотов. Поток воздуха по воздуховодам направляется в исследовательский объём, где был установлен пьезокерамический датчик диаметром 30 мм. на высоте 15 см. так, чтобы обеспечивалось перпендикулярное положение датчика воздушному потоку. Скорость потока воздуха контролировалась электронным анемометром на основе трубки Пито и сохранялась в интервале скорости v = 4.8 - 5.3 м/с. Инжекция пылевых частиц производилась через диспенсер, установленный непосредственно перед исследовательским объёмом по направлению движения воздушной массы. В ходе эксперимента был произведён вброс частиц массой 0,5 г четырёх размерных фракций — 50-56, 71-80, 90-100, 100-150 мкм — двух материалов: песок и андезит (рис. 2, см. с. 16). В качестве аналога марсианского грунта были использованы камчатские андезиты различных размерностей, который имеет наиболее схожий химико-минералогический состав. Также проводились испытания с флювиогляциальным песком, так как он имеет более окатанную форму, характерную для частиц, долгое время переносимых в среде: водной или воздушной. Выбор размера частиц был основан на диапазоне 50-150 мкм, так как частицы данного размера могут быть перенесены пылевыми бурями на Марсе, а также просто под действием ветра.

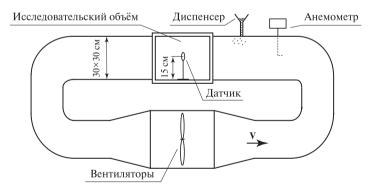
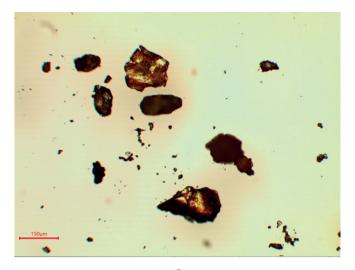


Рис. 1. Схема аэродинамической установки

Электрический сигнал от пьезодатчика, вызванный механическим воздействием на него пылевой частицы, регистрировался с помощью операционных усилителей и аналоговых цифровых преобразователей. С помощью блока контрольно-измерительной аппаратуры реализовывались регистрация сигнала по заданному критерию отношения сигнал/шум, определение точного времени удара пылевой частицы и максимальной амплитуды, производилась запись формы сигнала. Полученная зависимость напряжения от времени передавалась на персональный компьютер.



а 100µm

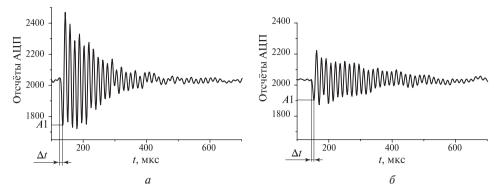
**Рис. 2.** Фотографии частиц песка (*a*) и измельчённого андезита (*б*), полученные с помощью электронного микроскопа

б

С помощью пьезокерамической пластины было зарегистрировано от 20 до 197 событий для различных фракций песка и андезита (табл. 1).

**Таблица 1.** Количество событий, зарегистрированных датчиком во всех экспериментах

Материал	Размер частиц, мкм			
	50-56	71-80	90-100	100-150
Андезит	20	55	181	197
Песок	54	98	113	151



**Рис. 3.** Характерные сигналы, полученные с пьезопластины при попадании в неё частицы андезита (a) и песка ( $\delta$ ) из размерной фракции 100-150 мкм

Характерные сигналы, полученные при попадании в датчик пылевых частиц песка и андезита одной размерной фракции d=100-150 мкм, представлены на рис. 3. Сигнал представляет собой затухающие колебания, а первая амплитуда пропорциональна импульсу частицы. Попадание частиц андезита приводит к колебаниям с большей начальной амплитудой. Регистрация пьезодатчиком частиц песка обуславливает колебания с меньшим затуханием и начальной амплитудой. Данное различие обусловлено местом попадания пылинки на пьезопластину: центр пластины в случае андезита, и край пластины в случае песка.

#### ОБСУЖДЕНИЕ

Теоретический импульс частицы рассчитывался как произведение массы частицы на скорость потока воздуха в аэродинамической трубе:

$$p = mv, (1)$$

где  $m = \rho \frac{1}{6} \pi D^3$  — масса частицы;  $\rho$  — плотность материала, составляющая для песка и андезита 2660 и 2300 кг/м<sup>3</sup> соответственно.

Для количественной оценки величины импульса частицы отсчёты АЦП переведены в вольты. Воспользуемся следующей формулой:

$$U = \frac{1}{K} \cdot \frac{A_1}{N} U_{DD},\tag{2}$$

где K — коэффициент усиления, K = 5,29·10<sup>11</sup>C;  $A_1$  — первая амплитуда сигнала в отсчётах АЦП (от 0 до 4000); N — количество отсчётов АЦП, равное 4000;  $U_{DD}$  — напряжение питания усилителей и АЦП; C = 10,85 пФ — ёмкость пластины. Величина заряда Q, возникающего в результате приложения к датчику силы F, определяется по формуле:

$$Q = d_{33}F, (3)$$

где  $d_{33}$  — пьезомодуль пластины. В качестве F можно в линейном приближении принять силу взаимодействия частицы и пластины, при котором частица теряет свою скорость до нуля:

$$F = \frac{p}{\Delta t},\tag{4}$$

где p — импульс частицы;  $\Delta t$  — время её взаимодействия с пьезоэлементом (см. рис. 3). Формулу оценки заряда, возникающего в пьезокерамической пластине в ответ на удар налетающей частицы, можно представить в виде:

$$Q = d_{33} \frac{p}{\Delta t},\tag{5}$$

Измеряемая разность потенциалов на электродах пьезоэлемента принималась линейно связанной с величиной данного заряда через электрическую ёмкость пластины C:

$$U = \frac{Q}{C} = \frac{d_{33}}{C} \cdot \frac{p}{\Delta t}.$$
 (6)

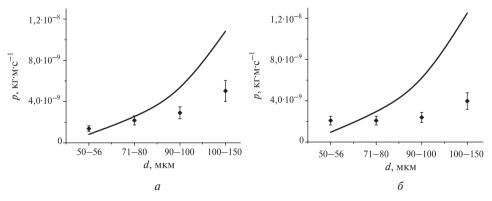
Объединение формул (2)–(6) даёт выражение для импульса частицы:

$$p = \frac{1}{529 \cdot 10^9} \cdot \frac{A_1}{N} U_{DD} \frac{\Delta t}{d_{33}}.$$
 (7)

С помощью электрических сигналов, полученных с пьезопластины для каждой фракции андезита и песка, были определены средние значения первой амплитуды сигнала  $A_1$  и времени взаимодействия пылинки с пьезоэлементом  $\Delta t$ . Далее по формуле (7) был вычислен импульс пылевых частиц. Усреднённые значения импульса различных фракций и материалов частиц представлены в табл. 2. Погрешность экспериментальных измерений составила 20 % и определялась местом попадания пылевой частицы на поверхность пьезопластины (см. разд. Экспериментальная установка и результаты).

Таблица 2. Средний импульс частиц, вычисленный по формуле (7)

Материал	Размер частиц, мкм					
	50-56	71-80	90-100	100-150		
Андезит	1,4.10-9	2,2·10 <sup>-9</sup>	$2,9 \cdot 10^{-9}$	5,0.10-9		
Песок	2,1.10-9	2,1·10 <sup>-9</sup>	2,4·10 <sup>-9</sup>	3,9·10 <sup>-9</sup>		



**Рис. 4.** Сравнение экспериментальных (точки) и теоретических (прямая линия) данных для экспериментов: a-c андезитом; b-c песком

На рис. 4 дано сравнение экспериментальных и теоретических данных. Из рисунка видно, что для частиц обоих видов материала тенденция кубической

зависимости экспериментальных данных соблюдается, однако при увеличении размера частиц измеренный импульс растёт медленнее, чем теоретический. Расхождение теории и эксперимента, превышающие погрешность, может быть обусловлено двумя факторами. В первую очередь в экспериментальной установке скорости ветра  $\nu$  превышает скорость частиц в потоке и экспериментально полученные значения импульса лежат ниже теоретической кривой. Во-вторых, исследуемые частицы являются не сферами, а объектами сложной конфигурации (см. рис. 2), поэтому в теоретические значения импульса, рассчитанные для сферы, необходимо вводить поправочные коэффициенты формы, например, такие как коэффициент сферичности Райли и коэффициент округлости Коха (Соколов, 2008).

Также следует отметить, что для частиц песка (см. рис. 46) наблюдается превышение значения измеренного импульса над теоретическим при малых размерах частиц. Возможно, это объясняется тем, что частицы песка склонны к адгезии и при перемешивании их перед вбрасыванием произошло формирование более крупных частиц, импульс которых больше.

#### **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В работе был описан метод регистрации пылевых частиц с помощью пьезокерамического датчика. Можно сделать вывод, что экспериментально полученные значения импульса отличаются от теоретических, однако не противоречат им. Требуется дальнейшее уточнение теоретических данных, а также большее количество экспериментов, на основе которых можно будет раскрыть данный вопрос более широко.

#### ЛИТЕРАТУРА

- *Попель С. И.*, *Голубь А. П.*, *Зеленый Л. М.* Пылевая плазма в системе Марса // Распространение радиоволн, 2019. С. 67—74.
- Соколов В. Н., Юрковец Д. И., Разгулина О. В. Исследование микроструктуры грунтов с помощью компьютерного анализа РЭМ-изображений // Геоэкология. Инженерная геология. Гидрогеология. Геокриология. 2008. № 4. С. 377—382.
- Fedorova A.A., Montmessin F., Rodin A. V. et al. Evidence for a bimodal size distribution for the suspended aerosol particles on Mars // Icarus. 2014. No. 231. P. 239–260.

#### **DUST PARTICLES SENSING BY PIEZOELECTRIC ELEMENTS**

A. S. Bychkova, A. A. Kartasheva, G. G. Dolnikov, I. A. Shashkova, I. A. Kuznetsov, A. N. Lyash, A. E. Dubov, A. V. Shekhovtsova, S. A. Bednyakov, A. V. Zaharov

Space Research Institute of the RAS (IKI), Moscow, Russia

An experimental method of determining the momentum of a random dust particle from the directional flow has been proposed. A wind tunnel is used to create a directional movement of dust particles from materials similar to the Martian soil. Theoretical calculations and experimentally obtained data are close to each other.

Keywords: dust particle dynamics, Mars, piezoelectric sensor, space research

Bychkova Anna Sergeevna — engineer, student, br.annette 7@gmail.com
Kartasheva Alexandra Alexandrovna — lead engineer, PhD
Dolnikov Gennadii Gennadievich — researcher
Shashkova Inna Alexandrovna — researcher, PhD
Kuznetsov Ilya Alexandrovich — junior researcher
Lyash Andrey Nicolaevich — researcher
Dubov Andrey Evgenievich — lead engineer
Shekhovtsova Anastasia Valerievna — engineer, student
Bednyakov Sergey Alexandrovich — lead engineer
Zaharov Alexander Valentinovich — chief researcher, doctor of sciences

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ГАММА-ВСПЫШЕК ЗЕМНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОМ GBM КОСМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ FERMI

Е. С. Дзюба <sup>1</sup>, А. С. Позаненко <sup>2</sup>, П. Ю. Минаев <sup>2</sup>, В. И. Выборнов <sup>2</sup>

- <sup>1</sup> Московский физико-технический институт (научно-исследовательский университет) (МФТИ), Долгопрудный, Московская обл., Россия
- 2 Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

Гамма-вспышки земного происхождения (TGF) — короткие (~100 мкс) импульсы гамма-излучения с энергией до 40 МэВ, регистрируемые приборами на околоземной орбите. В работе использованы данные эксперимента GBM космической обсерватории Fermi. Исследование TGF сопряжено с рядом проблем, одной из которых является искажение регистрируемого потока из-за эффектов мёртвого времени. Искажения вносят существенный вклад, когда скорость счёта в детекторе приближается к  $1/\tau$ , где  $\tau$  — мёртвое время. Цель работы — восстановление истинного потока гамма-фотонов, падающих на детектор, т.е. оценка количества потерянных фотонов для событий TGF различной интенсивности. Такая оценка проводится непараметрическим образом на основании гипотезы, что при регистрации эффекты мёртвого времени не влияют на события с небольшими потоками, а искажения при регистрации остальных событий связаны только с эффектами мёртвого времени. Все события были разделены на пять групп по интенсивности так, чтобы суммарные интенсивности групп были приблизительно равны. Для каждой группы проведено суммирование индивидуальных кривых блеска относительно их максимума. Кривая блеска наименее интенсивной группы считалась неискажённой эффектами мёртвого времени. Сравнением кривых блеска более интенсивных группы с кривой блеска наименее интенсивной группы получены оценки количества потерянных фотонов в зависимости от интенсивности. Для наиболее интенсивных TGF потери достигают 90 % интегрального (по времени) потока.

 $\mathit{Ключевые}$  слова: гамма-вспышки земного происхождения, мёртвое время, инструментальные эффекты, TGF

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

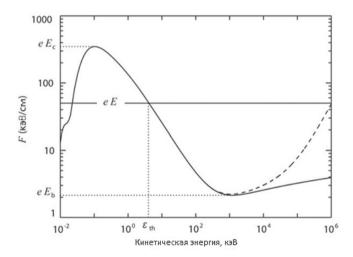
Гамма-вспышки земного происхождения (terrestrial gamma-ray flashes — TGF) — короткие (длительностью до 1 мс) импульсы гамма-излучения, регистрируемые со стороны Земли различными приборами на околоземной орбите. Существует несколько экспериментов, в которых регистрируются TGF, их краткое описание представлено в разд. 1.4, в настоящей работе используются данные эксперимента GBM (GLAST Burst Monitor) космической обсерватории Fermi. Основной моделью, объясняющей существования TGF, стала модель лавин релятивистских убегающих электронов, которые ускоряются в электрических полях в атмосфере и путём тормозного излучения порождают жёсткие гамма-кванты, регистрируемые как TGF. Более подробно теоретические основы описаны в разд. 1.1, 1.2 и 1.3.

Дзюба Евгения Сергеевна — бакалавр, dzyuba.es@phystech.edu Позаненко Алексей Степанович — ведущий научный сотрудник, канд. физ.-мат. наук Минаев Павел Юрьевич — старший научный сотрудник, канд. физ.-мат. наук Выборнов Вадим Игоревич — научный сотрудник, канд. физ.-мат. наук

#### 1.1. Убегающие электроны Вилсона

Убегающие электроны Вилсона появляются, когда средние потери энергии электроном в атмосфере оказываются меньше, чем энергия, приобретённая им в электрическом поле. Для различных механизмов потери энергии электроном в атмосфере (ионизация, тормозное излучение), можно получить оценки пороговых значений электрических полей, при которых происходит убегание электронов. Преобладающим механизмом потери энергии электроном в атмосфере является ионизации, поэтому оценка средней потери энергии на единицу длины

будет  $f_{min}=2,18\cdot 10^5 \frac{eV}{m} n_{air}$ , а оценкой порогового электрического поля станет  $E_b=2,18\cdot 10^5 \frac{V}{m} n_{air}$ . Известно, что поля таких масштабов были напрямую измерены в грозовых облаках, а значит, вклад механизма Вилсона должен быть учтён при описании поведения высокоэнергичных электронов в атмосфере. Если величина электрического поля больше пороговой, то электрон имеет возможность ускориться и набрать энергию, количество энергии, которую наберёт электрон, зависит от величины поля. Если же напряжённость поля меньше пороговой, то электрон замедляется до момента пока не «погибает»: прикрепляется к атомам или рекомбинирует с положительным ионом. Рассмотрим зависимость потерь электроном энергии на единицу длины от кинетической энергии электрона (рис. 1). Горизонтальной линией на графике отмечено значение энергии на единицу длины, которую электрон приобретает в соответствующем электрическом поле.

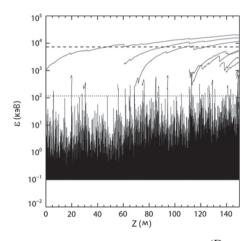


**Рис. 1.** Зависимость потерь энергии на единицу длины пути от кинетической энергии электрона (Dwyer, Uman, 2014)

Из графика видно, что для того, чтобы электрон смог убежать, необходимо, чтобы он имел начальную кинетическую энергию  $\varepsilon_{th}$  или выше, при том, чем больше напряжённость электрического поля, тем меньшая начальная кинетическая энергия требуется электрону для убегания. Если напряжённость электрического поля увеличивается до значения  $E_c$  или больше, то все свободные электроны вне зависимости от начальной кинетической энергии имеют возможность убежать (Dwyer, Uman, 2014).

#### 1.2. Лавины релятивистских убегающих электронов

Для реализации механизма Вилсона необходимо, чтобы электрон изначально имел кинетическую энергию не менее  $\varepsilon_{th}$ , источником единичных электронов могут быть космические лучи или радиоактивные распады, а преумножение таких электронов может происходить за счёт лавинообразных процессов, описанных впервые Гуревичем (Gurevich et al., 1992). В этом механизме изначальные — затравочные — электроны с  $\varepsilon > \varepsilon_{th}$  взаимодействуют со связанными электронами в атомах, порождая свободные электроны, некоторые из них также будут иметь  $\varepsilon > \varepsilon_{th}$ , а следовательно, смогут убежать. Результатом такого процесса становится экспоненциально растущая лавина релятивистских убегающих электронов. На рис. 2 представлена кинетическая энергия электронов в лавине. Как видно на рис. 2, только некоторые электроны в лавине набирают энергию и убегают, большинство же теряют энергию и замедляются, однако при этом они способствуют дополнительной ионизации.



**Рис. 2.** Кинетическая энергия электронов в лавине (Dwyer, Uman, 2014)

#### 1.3. Гамма-вспышки земного происхождения

Гамма-вспышки земного происхождения (TGF) были впервые обнаружены экспериментом BATSE/CGRO (Transient Source Experiment/Gamma Ray Observatory) как импульсы гамма-излучения миллисекундной длины, приходящие из земной атмосферы. На рис. 3 (см. с. 24) можно видеть карту, где точками отмечено местоположение TGF, зарегистрированных экспериментом RHESSI (Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager).

Было замечено, что большинство TGF регистрируются в районах с высокой грозовой активностью, по этой причине происхождение TGF было связано с грозами и электрическими полями в грозовых облаках. Центральная идея механизма происхождения TGF состоит в том, что электронные пучки, ускоренные электрическими полями, связанными с грозовой активностью, убегают и посредством тормозного излучения генерируют короткие мощные импульсы гамма-излучения. Основная идея данной модели заключается в следующем: изза больших зарядов в грозовых облаках и достаточно высокой проводимости атмосферы над ними на поверхности грозового облака создаётся экранирующий слой заряда.

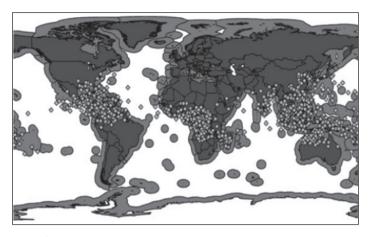


Рис. 3. Географическое положение TGF, зарегистрированных RHESSI с 2002 по 2007 г. (Dwyer, Uman, 2014)

Разряд, связанный с молнией, может нейтрализовать большую часть заряда внутри облака, однако не нейтрализует экранирующий слой. Таким образом, заряд на поверхности облака экранирует заряд, которые больше не существует, поэтому над грозовым облаком появляется электрическое поле, которое убывает с расстоянием как поле диполя, т.е. в грубом приближение как 1/z. В то же время, плотность воздуха  $n_{qir}$  экспоненциально убывает с высотой z, поэтому и пороговое поле, при котором происходит убегание электронов  $E_b \propto n_{air}$  также убывает экспоненциально. Таким образом, из-за того, что поле диполя, образованное экранирующим слоем, убывает медленнее, чем пороговое поле, при условии, что молния при разряде унесла достаточно большой заряд, возникает область высот, в которой  $E > E_{\iota}$ , а значит в этой области электроны с  $\varepsilon > \varepsilon_{\iota \iota}$  имеют возможность убежать и породить лавину убегающих электронов. С помощью комбинирования симуляций лавин релятивистских убегающих электронов методом Монте-Карло и симуляций генерации и распространения гамма-излучения в атмосфере было произведено сравнение спектра ТGF, зарегистрированного экспериментом RHESSI, со спектрами, полученными в результате симуляций электронных лавин, зарождающихся на различных высотах. Моделирование показало, что лучше всего с экспериментальными данными согласуется модель, в которой убегание электронов происходит на высоте 15-20 км (Dwyer, Uman, 2014).

#### 1.4. История регистрации TGF

Гамма-вспышки земного происхождения были впервые зарегистрированы экспериментом BATSE космической гамма-обсерватории Комптона (Fishman et al., 1994). За время работы с 1991 по 2000 г. экспериментом BATSE было зарегистрировано 76 гамма-вспышек земного происхождения длительностью порядка нескольких миллисекунд. Регистрация событий происходила с помощью 8 детекторов NaI диаметром около 30 см, чувствительных в диапазоне от 20 кэВ до 2 МэВ (Grefenstette et al., 2008). Так как минимальное время, на котором аккумулируются данные для триггера, у эксперимента BATSE 64 мс, а характерная длительность TGF порядка 200 мкс, экспериментом BATSE были зарегистрированы только наиболее мощные (0,02—3 МэВ) и длинные TGF.

Другим экспериментом, в ходе которого были зарегистрированы гаммавспышки земного происхождения, является RHESSI. В этом эксперименте события регистрируются 9 детекторами из германия, детекторы регистрируют фотоны в диапазоне от 50 кэВ до 20 МэВ. В отличии от BATSE, работавшей по системе триггера, в эксперименте RHESSI осуществлялась запись каждого фотона, регистрируемого детектором (Grefenstette et al., 2008). С 2002 по 2013 г. экспериментом RHESSI было зарегистрировано 3472 гамма-вспышки земного происхождения. На рис. 3 обозначены местоположения спутника в моменты регистрации TGF.

С 2008 г. ТGF регистрируются экспериментом GBM космической обсерватории Fermi. В составе GBM 12 сцинтилляционных детекторов NaI, регистрирующих фотоны в диапазоне от 8 кэВ до 1 МэВ, и 2 детектора BGO ( $\mathrm{Bi_4Ge_3O_{12}}$ ), регистрирующих фотоны в диапазоне от 150 кэВ до 40 МэВ. Подробное описание эксперимента GBM и зарегистрированных им гамма-вспышек земного происхождения приведено в гл. 2. В диапазоне энергий свыше 10 МэВ TGF могут регистрироваться также телескопом LAT (Large Area Telescope) — вторым инструментом гамма-телескопа Fermi. GBM впервые зарегистрировал ассоциированные с гамма-вспышками пучки электронов (TEB — Terrestrial Electron Beams).

Ещё одним экспериментом, регистрирующим гамма-вспышки земного происхождения, стал MCAL (Minicalorimeter) в составе миссии AGILE (*итал.* Astro-rivelatore Gamma a Immagini Leggero). Преимущества этого эксперимента заключаются в системе триггеров, работающей для времени меньше 1 мс, и широком диапазоне энергий, в котором регистрируются фотоны: от 400 кэВ до 100 МэВ. За 8 лет работы экспериментом зарегистрировано более 2000 TGF (Ursi et al., 2019).

В июне 2018 г. на международной космической станции работу начал проект ASIM (Atmosphere-Space Interactions Monitor) (Østgaard et al., 2019). Эксперимент содержит два основных инструмента: MXGS (Modular X and Gamma Ray Instrument) для регистрации TGF и MMIA (Modular Multi-spectral Imaging Array) для детектирования молний, что существенно отличает его от предыдущих экспериментов. С момента запуска ASIM зарегистрировал более 200 гамма-вспышек земного происхождения, для половины из которых существуют данные с MMIA о связанных со вспышками оптических явлениях. Некоторые из вспышек одновременно были зарегистрированы также экспериментом GBM. Также получаемые из данных ASIM длительности TGF в среднем меньше, чем длительности TGF, зарегистрированных GBM.

Уточнить локацию TGF возможно с помощью ассоциаций с молниями, наблюдаемыми с помощью Всемирной сети по определению местоположения грозовых разрядов (WWLLN — World Wide Lightning Location Network). Только некоторые TGF имеют ассоциацию с конкретным событием в базе WWLLN, причём иногда TGF опережает молнию, а иногда реализуется обратная ситуация и молния опережает TGF.

#### 1.5. Проблемы исследования TGF

В исследовании гамма-вспышек земного происхождения есть ряд неразрешённых проблем. Не выяснено, что именно является источником высокоэнергичных электронов, которые порождают лавины убегающих электронов. Кроме того, пока что ни одна модель лавин убегающих электронов не предполагает наличия достаточного для объяснений наблюдений количества убегающих электронов. Также с предположениями теории не согласует ширина наблюдаемого

в эксперименте конуса излучения, которая оказывается больше, чем 1/у. Для каждого зарегистрированного события известны координаты спутника в момент регистрации, однако координаты места зарождения гамма-фотонов неизвестны, т.е. неизвестно и какое расстояние фотоны прошли в атмосфере, и угол, под которым фотоны падают на детектор.

Однако кроме проблем, связанных с теоретической моделью, существуют и проблемы, возникающие при регистрации TGF, одной из них становятся искажения потока из-за различных эффектов мёртвого времени. В эксперименте GBM у детекторов BGO существует фиксированное мёртвое время  $\tau = 2.6$  мкс, и если скорость счёта приближается к  $1/\tau$ , зарегистрированный детектором поток будет искажён относительно падающего. Кроме фиксированного мёртвого времени искажения в регистрируемый поток и спектр могут вносить также эффекты сложения импульсов, когда в процессе обработки импульса на детекторе два импульса из мягкой части спектра складываются и регистрируются как один импульс с суммарной энергией истинных импульсов. Целью данной работы — решение обозначенной проблемы, т.е. восстановление потока, не искажённого эффектами мёртвого времени.

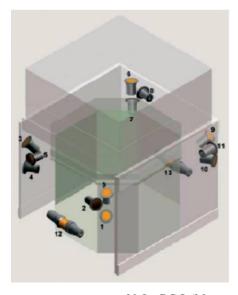
#### ГЛАВА 2

#### 2.1. Описание эксперимента GBM

#### 2.1.1. Из чего состоит и как работает Gamma-ray burst monitor

Космический гамма-телескоп Fermi был запущен 11 июня 2008 г. Обсерватория находится на орбите высотой 565 км с наклонением 26,5°. На борту находятся два научных инструмента: LAT и GBM. В данной работе использовались данные только эксперимента GBM.

Сенсор GBM включает 12 сцинтилляционных детекторов, состоящих из легированного таллием йодида натрия (NaI), двух сцинтилляционных детекторов из германата висмута (BGO), блока обработки данных (DPU — (data-parallel unit) и блока питания (рис. 4).



**Рис. 4.** Расположение детекторов NaI и BGO (Meegan et al., 2009)

Детекторы BGO регистрируют частицы в области энергий от 150 кэВ до 40 МэВ. Оба кристалла германата висмута имеют диаметр и длину 12,7 см, к каждому из них присоединены два фотоэлектронных умножителя, преобразующих сцинтилляции в электронный сигнал. Фотоэлектронные умножители (ФЭУ) включают в себя плату предварительной обработки сигнала (front-end electronics), которая формирует импульсы, поступающие с двух ФЭУ каждого детектора и передаёт их в блок обработки данных. Изображение детекторов ВGO представлено на рис. 5.



**Рис. 5.** Детектор BGO (Meegan et al., 2009)

Блок обработки данных контролирует напряжение, подводимое к ФЭУ детекторов, обрабатывает импульсы с ФЭУ и форматирует данные для записи в файл. Импульсы с ФЭУ в блоке обработки данных оцифровываются аналогоцифровым преобразователем по 4096 линейным энергетическим каналам. Если высота пришедшего импульса превышает заданный порог, то пик импульса анализируется программным обеспечением. Пик идентифицируется программой, когда после максимального значения в импульсе проходит 4 условных единицы времени, на протяжении которых значение высоты импульса монотонно снижается. После того как пик идентифицирован, запускается окно мёртвого времени, в течение которого поступающие с ФЭУ данные игнорируются DPU. Окно мёртвого времени длится 21 условную единицу, что приводит к мёртвому времени в 2,6 мкс на событие, однако длительность окна мёртвого времени может быть изменена в программе. Данные с детекторов записываются в трёх разных типах, однако в данной работе использовались только данные с привязкой ко времени TTE (time tagged events). Для данных типа TTE вся область энергий, воспринимаемых детектором, делится на 128 каналов, таким образом, высота пика импульса записывается как номер одного из 128 энергетических каналов. Также в данных ТТЕ записывается время события с разрешением в 2 мкс. Абсолютное время синхронизируется с внутренним временем аппарата один раз в секунду с использованием GPS (англ. Global Positioning System — система глобального позиционирования) космического аппарат. Данные типа ТТЕ лучше других типов подходят для исследования ТGF. Однако непрерывная передача данных ТТЕ на Землю происходила не всегда. Первоначально данные, включающие событие, передавались на Землю только в случае срабатывания триггера. Принцип работы триггера заключается в следующем: данные с детекторов анализируются программным обеспечением, и при статистически значимом

превышении скорости счёта над фоном данные из буфера, содержащие события за ~30 с, предшествующих триггеру, и данные, содержащие 300 с после триггера, записываются в файл типа ТТЕ. Данные с детекторов могут поступать и с разным временным разрешением: от 16 мс до 8,192 с. (Meegan et al., 2009).

#### 2.1.2. Эффекты, возникающие при высокой скорости счёта

При высокой скорости счёта основное искажение в данные, полученные при регистрации событий, вносят два эффекта: мёртвое время и наложение импульсов. Механизм появления мёртвого времени при работе сцинтилляционных детекторов описан выше, мёртвое время ограничивает максимальное количество импульсов, которое может оцифровать DPU. Фиксированное в программе мёртвое время на одно событие составляет 2.6 мкс независимо от энергии, кроме случая, когда высота пика импульса попадает в последний энергетических канал, в таком случае мёртвое время составляет 10 мкс. Наложение импульсов происходит, когда скорость счёта настолько высока, что импульсы с детектора перекрываются во время прохождения через плату предварительной обработки сигнала, и вместо двух событий из мягкой части спектра, регистрируется одно в жёсткой части спектра с высотой, равной суммарной высоте двух истинных событий. Таким образом, в отличии от мёртвого времени, которое в целом не влияет на вид регистрируемого спектра, наложение импульсов спектр искажает. Рассмотрим более подробно различные эффекты мёртвого времени. Как правило, разделяют два различных типа мёртвого времени: продлевающееся и непродлевающееся. Пусть детектор имеет фиксированное мёртвое время т. В случае продлевающегося мёртвого времени детектор остаётся чувствительным к воздействию во время окна мёртвого времени, и промежутки мёртвого времени от пришедших последовательно событий накладываются, увеличивая эффективное мёртвое время. В случае непродлевающегося мёртвого времени детектор игнорирует всю информацию, поступающую в течение мёртвого времени после события, и периоды мёртвого времени не накладываются. Как было упомянуто ранее, GBM имеет фиксированное непродлевающееся мёртвое время, однако из-за эффекта наложения импульсов при высоких скоростях счёта мёртвое время может частично стать продлевающимся. Как было упомянуто ранее, для идентифицирования пика событий необходимо пять элементов времени (0,52 мкс), после чего запустится окно мёртвого времени, однако если другое событие придёт менее чем через 0,52 мкс после первого, то оно, во-первых, не позволит чётко определить пик первого импульса, что приведёт к сложению импульсов, а во-вторых, отложит запуск окна фиксированного мёртвого времени, что приведёт к возникновению продлевающегося мёртвого времени (Вhat et al., 2014).

#### 2.2. Структура каталога

В работе использовались данные эксперимента GBM с момента запуска 11 июля 2008 г. до 31 июля 2016 г. Каталог, сформированный в 2018 г. (Stanbro et al., 2018), содержит 4144 событий. В каталог включены как события, зарегистрированные после срабатывания триггера прибора, так и события, найденные в доступных ТТЕ данных с помощью оффлайн поиска на земле. С 11 июля 2008 г. до 9 ноября 2009 г. триггер срабатывал на основе только данных с детекторов NaI, в этот период было зарегистрировано только 15 событий. С 10 ноября 2009 г. заработала обновлённая система срабатывания триггера, которая опира-

лась как на данные с NaI, так и на данные с BGO, что привело к увеличению количества зарегистрированных ТСГ до 95 в год. Так как характерная длительность ТСГ порядка 200 мкс, временное разрешение в 16 мс оказывалось таким, что короткие слабые события не приводили к срабатыванию триггера и терялись. Поэтому с 16 июля 2010 г. GBM стал непрерывно записывать и передавать на землю данные ТТЕ. Однако до 25 ноября 2012 г. непрерывная передача данных происходила только когда аппарат находился над регионами, где регистрируется наибольшее количество ТGF, т.е. над регионами с высокой грозовой активностью. Эти регионы можно увидеть на рис. 3, где отмечено географическое расположение TGF, зарегистрированных экспериментом RHESSI. С 26 ноября 2012 г. данные ТТЕ стали поступать непрерывно в течение всего времени, когда аппарат включён (Stanbro et al., 2018). Оффлайн поиск событий был разработан и описан М. С. Бриггсом (Briggs et al., 2013). Этот метод подразумевает, что временные ряды, полученные по отдельности с детекторов ВGO и с суммы детекторов NaI, разбиваются по бинам равной длительности, после чего определяется статистический критерий, по которому принимается решение о достаточности числа отсчётов в бине для внесения события в каталог. Непрерывная запись данных типа ТТЕ и оффлайн поиск событий позволил значительно увеличить количество TGF, регистрируемых за год.

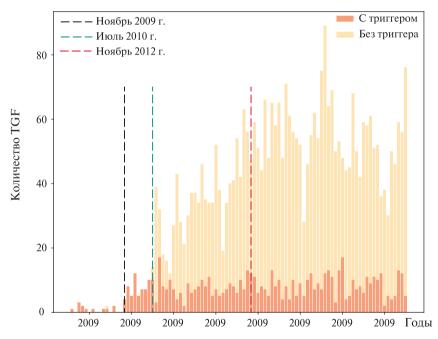


Рис. 6. Количество ТGF, регистрируемых в месяц. Светлым тоном обозначены события без триггера, а тёмным — события с триггером. Пунктиром обозначены моменты, когда была обновлена система триггеров (ноябрь 2009 г.), когда данные ТТЕ стали выборочно выгружаться над регионами с высокой грозовой активностью (июль 2010 г.), и когда данные ТТЕ стали выгружаться непрерывно (ноябрь 2012 г.)

Каталог представляет собой таблицу, где для каждого события указаны: время события во внутренней временной системе эксперимента (МЕТ), дата и время события по всемирному координированному времени (UTC), количество отсчётов на детекторах BGO и на сумме детекторов NaI, длительность события,

положение аппарата (широта, долгота и высота над уровнем моря), корректированная совместная вероятность по Пуассону, используемая для построения статистического критерия в оффлайн поиске, метка триггера, если имеется, и название файла TTE, содержащего событие. На рис. 6 (см. с. 29) можно видеть количество TGF, регистрируемых каждый месяц с августа 2008 г. по июль 2016 г. Видно, что после начала непрерывной загрузки данных типа TTE количество зарегистрированных TGF увеличивается, а количество событий с меткой триггера остаётся примерно постоянным. Таким образом, если строить распределение  $\log N - \log S$  с использованием всех данных каталога, может возникнуть искажение в области наиболее мощных событий, которые как правило и вызывают срабатывание триггера. Чтобы избежать возможного искажения, при построении распределения  $\log N - \log S$  данные первых лет работы прибора (данные до 2011 г.) не учитывались.

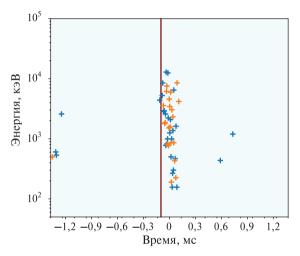


Рис. 7. Динамический спектр события, произошедшего 10 октября 2010 г.

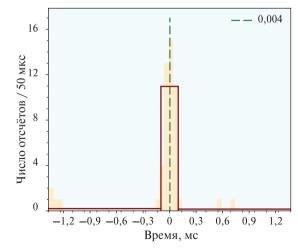


Рис. 8. Кривая блеска события, произошедшего 10 октября 2010 г. Размер временных бинов — 50 мс. Красным цветом обозначены байесовы блоки. Зелёная линия отмечает время максимума события

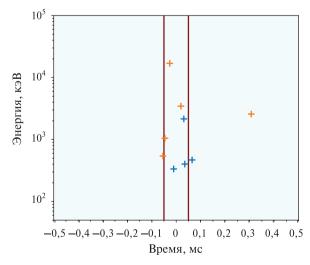
Для визуализации событий в работе использовалось два вида представления данных: динамический спектр и кривая блеска. Динамический спектр представляет собой отдельные отсчёты с определённым временем и энергией. Пример динамического спектра события представлен на рис. 7 (см. с. 30). Под кривой блеска в данной работе подразумевается сгруппированные по временным бинам отсчёты. Пример кривой блеска события на рис. 8 (см. с. 30).

#### 2.3. Выборка

Промежуточной целью работы является стекирование событий, поэтому выборка событий должна обладать некоторыми свойствами. Выборка была сделана по следующим параметрам: количество пиков в событии, длительность и количество фотонов в событии. Для оценки указанных параметров был применён алгоритм байесовых блоков (бб). В первом приближении для них была принята ложноположительная вероятность  $p_0 = 0.01$ . В качестве длительности события взята ширина центрального бб или сумма значений ширины значимых бб. Оценкой количество фотонов в событии является количество отсчётов, попадающих в границы значимых бб.

В первую очередь из каталога были отобраны слишком длинные события, которые с большой вероятностью не являются TGF, а представляют собой TEB или взаимодействие детектора с частицами (например, частицами космических лучей). Длительность таких событий составляет от 10 мс, тогда как характерный диапазон длительностей TGF простирается до 1 мс.

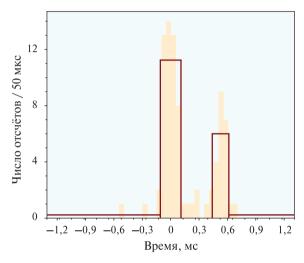
Вторым этапам из выборки были удалены события, которые алгоритм бб не выделяет как достаточно значимые при установке параметра  $p_0=0.01$ . Все такие события являются слабыми и содержат на сумме двух детекторов BGO не более 7 фотонов. Однако после удаления в выборке всё равно присутствуют события с суммой фотонов на детекторах BGO от 5 и выше, т.е. не все слабые события в каталоге были исключены из выборки. На рис. 9 представлено событие, отброшенное на втором этапе. Для алгоритма бб с параметром  $p_0=0.5$  в значимом блоке содержится 6 фотонов.



**Рис. 9.** Динамический спектр события, произошедшего 20 января 2012 г. Красным отмечены границы байесова блока (параметр  $p_0=0.5$ )

Третьим шагом был отбор событий по наличию многих пиков. Эта часть отбора велась так же с помощью бб. В первую очередь автоматически были добавлены в выборку события, имеющие только один ярко выраженный пик на временном отрезке в  $\pm 3$  мс от времени начала события, за которое было принято время МЕТ из каталога. Пример такого события представлен на рис. 8. События, имеющие на том же временном отрезке более одного значимого бб, были рассмотрены вручную. События из второй группы разделились на две категории. Первые имеют несколько ярко выраженных пиков. Пример такого события можно увидеть на рис. 10.

Вторые события ярко выраженных пиков не имели, однако с одной стороны от центрального блока (под центральным блоком подразумевается блок с максимальной высотой) наблюдалось превышение по сравнению с другой стороной. Пример такого события представлен на рис. 11.



**Рис. 10.** Кривая блеска события, произошедшего 22 июля 2011 г. Красным цветом обозначены байесовы блоки

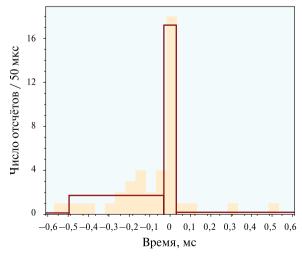


Рис. 11. Кривая блеска события, произошедшего 28 июля 2010 г.

На основании трёх описанных выше критериев из 4144 событий каталога в выборку попало 3871 событие.

#### 2.4. Полный поток

В работе используется понятие полного потока отдельного события. Полным потоком индивидуального события считается количество отсчётов (фотонов) внутри значимых байесовых блоков. Основной задачей в определении полного потока была задача определения значимых байесовых блоков. Для этого использовалось два параметра: ллительность байесова блока и отношение высоты блока к высоте центрального блока. Сначала в событии выделяются блоки, длительность которых меньше 10 мс. Максимальная ширина бб была выбрана из соображения построения выборки, которая была описана ранее. Так как в выборку не попали события, длительность которых больше 10 мс, а часть события не должна превышать максимально возможную длительность целого события, то и блоки больше 10 мс не являются значимыми. После отбора блоков по длительности считаются отношения высоты этих блоков к высоте центрального. Если отношение превышает 0,15, то блок признается значимым и отсчёты внутри него добавляются к полному потоку. Для оценки величины 0,15 были использована выборка событий, состоящая из одного только центрального блока (пример приведён на рис. 8). Для таких событий было построено распределение отношений высоты центрального блока к высоте фоновых блоков, представленное на рис. 12.

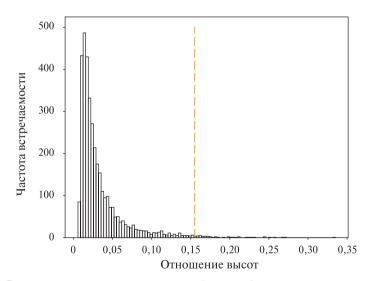


Рис. 12. Распределение отношений высоты боковых блоков к высоте центрального

Вертикальной линией отмечена выбранная граница отношений высот, выше которой блок признается значимым. Граница выбрана из соображения, что выше неё лежит только 2% всех значений. Стоит отметить, что основной вклад в формирование значения полного потока вносит фильтрация блоков по ширине. Отношение высот помогает отделить значимые блоки в случае, когда считается полный поток для многопикового события, т.е. когда между двумя пиками находится блок, длительностью меньше 10 мс, который значимым

не является. После определения количества фотонов в значимых бб из каждого события был вычтен фон. В результате в выборку попали события с полным потоком от 5 до 119.

#### 2.5. Распределения

#### 2.5.1. Распределение полного потока в зависимости от длительности события

На рис. 13 приведено распределение полного потока в зависимости от длительности события, за которую принята суммарная ширина значимых бб. Из рис. 13 видно, что короткие события в основном слабые, а при увеличении полного потока длительность события в среднем возрастает.

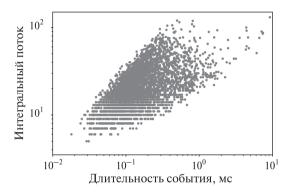
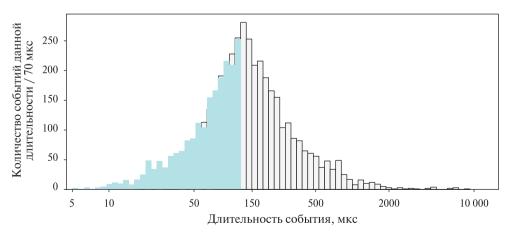


Рис. 13. Распределение полного потока в зависимости от длительности события

#### 2.5.2. Распределение событий по длительности

После определения длительности события как суммы ширины значимых бб было построено распределение событий в выборке по длительности, которое представлено на рис. 14.



**Рис. 14.** Распределение событий по длительности в логарифмической шкале по оси x, голубым цветом обозначена отражённая от максимума распределения правая часть

Согласно построенному распределению, характерная длительность TGF составляет ~150—200 мкс. Кроме того, на рис. 14 видно, что распределение по длительности не является симметричным. Если предположить, что истинное распределение должно быть симметричным, то из рис. 14 получится, что некоторые короткие события были утеряны. Как отмечалось раньше, короткие события являются слабыми, а значит, одной из причин их потери может являться недостаточная чувствительность детектора. Кроме того, слабые события могли быть потеряны на этапе офлайн-поиска при составлении каталога.

#### 2.6. Поиск максимума

Для проведения стекирования в индивидуальном событии необходимо выбрать точку, относительно которой события суммируются. В работе в качестве такой точки был выбран максимум события. Для поиска максимума первоначально рассматривалось три различных метода. Первый — медиана внутри центрального блока. Второй — минимизация среднеквадратичных отклонений: для всех то-

чек внутри центрального бб с шагом в 2 мкс была посчитана сумма  $\sum_{i=1}^{N}(t_0-t_i)^2,$ 

где  $t_i$  — время прихода i-го фотона; N — количество фотонов в центральном бб;  $t_0$  — предполагаемое время максимума. Время  $t_0$ , для которого указанная сумма минимальна, считается временем максимума события. Третьим способом стало усреднение с помощью скользящего окна. В первую очередь выбирается количество фотонов в скользящем окне. Для каждого события это значение берётся

равным  $N = \frac{1}{2,5} N_{BGO}$ , где  $N_{BGO}$  — количество фотонов центральном байесовом

блоке. После чего внутри блока с последовательным смещением окна на один фотон считается выражение  $T^{-1}=N/(t_N-t_1)$ , где  $t_N$  и  $t_1$  — значения времени регистрации последнего и первого фотона внутри окна. Таким образом получается массив значений, максимум которого находится в точке, где N фотонов приходит за наименьшее время. Центр окна, для которого значение  $T^{-1}$  максимально принимается за время максимума события. Медина работает плохо для событий, обладающих несимметричностью. Методы минимизации квадратичных отклонений и усреднения внутри скользящего окна показывают близкие результаты, однако реализация метода усреднения с помощью скользящего окна осложняется тем, что необходимо корректно выбрать параметр — размер окна. Форма суммарного профиля, полученная стекированием относительно центра, выбранного методом усреднения внутри скользящего окна, может сильно изменяться в зависимости от величины окна, а значит, велика вероятность внести искажения, подобрав неправильный параметр. По этим причинам для определения времени максимума события был выбран метод минимизации квадратичных отклонений. Результат нахождения максимума минимизацией квадратичных отклонений для одного из событий представлен на рис. 8.

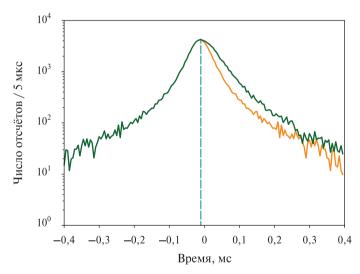
#### ГЛАВА 3

#### 3.1. Стекирование

Оценка влияния эффектов мёртвого времени была проведена непараметрическим способом, для этого использовали события с наименьшим полным потоком, которые из-за меньшей, чем у мощных событий, скорости счёта, почти

не подвержены эффектам мёртвого времени. Однако количество отсчётов в каждом таком индивидуальном событии мало. Предположим, что все события имеют одинаковые свойства, тогда можно собрать много событий с небольшим полным потоком и получить из них суммарное событие. Для этого было проведено стекирование событий относительно найденного центра индивидуального события. Для стекирования события были отсортированы по полному потоку и разбиты на 5 групп таким образом, чтобы суммарные полные потоки групп были равны друг другу. Суммирование проводилось относительно максимума события, который был найден с помощью минимизации квадратичных отклонений, шкала времени была сдвинута таким образом, чтобы максимум находился в точке t = 0. Итогом стекирования являются 5 суммарных кривых блеска. После стекирования для каждой группы из кривой блеска был вычтен фон. Время изменения фона велико по сравнению с характерной длительностью ТGF, поэтому фон считался константой. Константа фона была подсчитана как  $c_b = N_b/T$ , где  $N_b$  — число фотонов во временном интервале T. Временной интервал взят как сумма интервалов от 2 до 3 с до и после начала события.

Кроме кривых блеска по 5 группам была также построена суммарная кривая блеска для всех событий в выборке. Это кривая представлена на рис. 15.



**Рис. 15.** Суммарная кривая блеска всех событий в временных бинах длительностью 5 мкс. Зелёным цветом обозначена кривая блеска, а оранжевым — её отражённая направо от центра левая часть

С помощью статистического теста Колмогорова—Смирнова было определено, что профиль не является симметричным относительно отмеченного на рис. 15 центра.

#### 3.2. Оценка влияния эффектов мёртвого времени

Пронумеруем группы по интенсивности от 1 до 5, где первая группа содержит наиболее слабые события, а пятая — наиболее мощные. На рис. 16 (справа, см. с. 37) представлены суммарные кривые блеска 1-й и 4-й группы после вычитания фона.

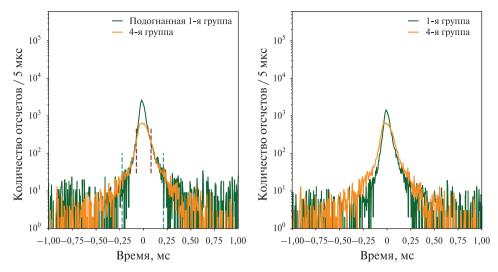


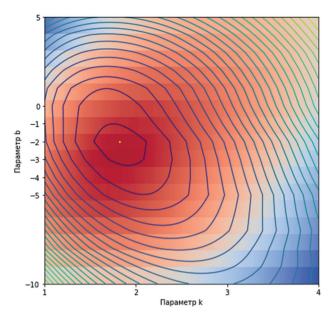
Рис. 16. Ссуммарная кривая блеска 4-й группы (оранжевый цвет) и подогнанная суммарная кривая блеска 1-й группы (зелёный цвет) (слева); пунктирными линиями отмечены промежутки, в которых проводилась подгонка суммарной кривой блеска 1-й группы, между красными пунктирными линиями находится промежуток, по которому проводилась оценка количества потерянных фотонов. Суммарные кривые блеска 1-й группы (зелёная) и 4-й группы (оранжевая) после вычитания константы фона (справа)

Первая группа почти не подвержена влиянию эффектов мёртвого времени, а значит, суммарная кривая блеска этой группы может считаться почти неискажённой. Предположим также, что искажения суммарных кривых блеска 2—5-й групп происходит только под влиянием эффектов мёртвого времени. Однако это искажение должно быть существенно только в области пика, а в области крыльев, где скорость счёта уже не так высока, все пять групп должны вести себя одинаково. Тогда для оценки количества утерянных при регистрации фотонов можно подогнать суммарную кривую блеска первой группы к суммарной кривой блеска групп 2—5 так, чтобы в крыльях они совпадали. На рис. 16 справа жёлтым цветом отмечена неизменённая суммарная кривая блеска 4-й группы, а зелёным — подогнанная под неё суммарная кривая блеска 1-й группы.

Подгонка суммарной кривой блеска первой группы к суммарным кривым блеска остальных групп проводилась путём минимизации функционала

$$F = \sum_{t_i} \frac{\left(f(t_i) - k f_1(t_i + b)\right)^2}{f(t_i) + k f_1(t_i + b)},\tag{1}$$

где время  $t_i$  меняется с шагом в 5 мкс. Так как суммарные профили групп несимметричны, интервалы, на которых производится подгонка суммарной кривой блеска первой группы к суммарным кривым блеска других групп также несимметричны. Этот интервал складывается из интервала в 90 мкс до пика события (от -200 до -100 мкс) и интервала в 130 мкс после пика события (от 90 до 220 мкс). Отрезки времени, на которых минимизировался функционал, отмечены пунктиром на рис. 16. Параметр k в выражении (1) отвечает за сжатие и растяжение, а b — за сдвиг суммарной кривой блеска по оси времени. На рис. 17 (см. с. 38) представлена проекция двумерной поверхности, составленной из значений функционала (1) при значениях k от 1 до 4, и значениях b от -10 до 5.



**Рис. 17.** Проекция двумерной поверхности, составленной из значений функционала (1) для  $k \in (1,4)$  и  $b = \overline{-10,5}$ . Тёмно-синим цветом отмечены линии уровней, жёлтая точка обозначает минимум функционала (1)

На рис. 17 также отмечены линии уровней и точка, где функционал достигает минимума. Для примера на рис. 16 оптимальными параметрами стали k=1,82 и b=-10 мкс. Из рис. 16 видно, что подогнанная суммарная кривая блеска 1-1 группы в пике превосходит суммарную кривую блеска 4-й группы. Суммарная кривая блеска 1-й группы считается практически неискажённой эффектами мёртвого времени, поэтому после её подгонки к суммарной кривой блеска других групп, она должна представлять собой «идеальную» суммарную кривую блеска — т.е. такую, какой была бы суммарная кривая блеска другой группы в случае отсутствия искажений, связанных с мёртвым временем. Поэтому по разнице площадей под кривыми на рис. 16 можно судить, какое количество фотонов было потеряно. Процент потерянных из-за эффектов мёртвого времени фотонов для каждой группы вычислялся по формуле:

$$V = \frac{\sum_{t_i} f_1(t_i) - \sum_{t_i} f(t_i)}{\sum_{t_i} f_1(t_i)},$$
(2)

где  $t_i$  пробегает значения от -80 до 80 мкс с шагом в 5 мкс. Промежуток, в котором считалось выражение (2), на рис. 16 находится между красными пунктирными линиями. Значения V для каждой группы представлены в табл. 1 в строке «Потерянные фотоны».

Ошибки количества потерянных фотонов были оценены с помощью метода Монте-Карло. На каждом шаге на основании экспериментальных кривых блеска 1-й и 2—5-й групп моделировались новые кривые блеска, значения в бинах для которых вычислялись с помощью распределения Пуассона с параметром  $\lambda$ , равным количеству отсчётов в бине экспериментальной кривой. Для получения распределения Пуассона на каждом шаге использована функция numpy.random.

роіsson языка программирования Python. Каждая смоделированная кривая блеска первой группы подгонялась к смоделированной кривой блеска групп 2–5 путём минимизации функционала (1) с помощью метода Нелдера — Мида, после чего вычислялось значение формулы (2) для этого шага. По значениям (2) за 1000 шагов для каждой группы строилось распределение, которое при аппроксимации нормальным распределением позволяло посчитать ошибку как полуширину гауссианы на половинной высоте. Полученные ошибки процентных потерь отсчётов также указаны в табл. 1.

Номер группы	1	2	3	4	5
Среднее число отсчётов TGF	12	20	27	37	57
Число событий в группе	1475	917	674	495	309
Параметр к	1	1,37	1,60	1,82	2,89
Параметр $b$ , мкс	0	-5	-5	-10	-20
Потерянные фотоны, %	_	36,0±2,2	49,0±1,9	56,7±1,5	77,4±1,1
Параметр асимметрии	3,34	2,87	2,52	2,12	1,49
Скорость счёта в пике события $\times 10^5$ , $1/c$	2,0	2,2	2,4	2,6	2,7

**Таблица 1.** Характеристики групп 1—5

В табл. 1 указаны также и другие параметры для групп 1—5. Указано количество событий, попавших в группу, и среднее число отсчётов на событие для каждой группы. Из этих двух параметров следует, что суммарный полный поток каждой группы равен ~18 600. Указаны оптимальные параметры подгонки суммарной кривой блеска 1-й группы к остальным группам. Для каждой группы был также подсчитан коэффициент асимметрии Фишера — Пирсона с помощью функции scipy.stats.skew языка программирования Python. С увеличением среднего числа фотонов на событие суммарная кривая блеска группы становится все более симметричной.

## 3.3. Кривая потерь

Имея процентные потери фотонов из-за эффектов мёртвого времени для каждой группы, можно скорректировать зарегистрированный поток с учётом искажений из-за эффектов мёртвого времени и построить кривую зависимости зарегистрированного полного потока от падающего. Для построения такой зависимости необходимо определить некие средние значение полного потока в событии в группах 1-5. Средние значения полного потока должны быть выбраны так, чтобы при увеличении количества групп кривая не меняла своих параметров. Чтобы понять, какие средние нужно взять, мысленно перейдём к пределу, когда весь массив событий разбит на максимально возможное количество групп. Максимально возможным количеством групп является такое число n, когда в группе с номером n самых сильных событий остаётся только одно самое мощное событие, а остальные группы содержат события, суммарный полный поток которых равен полному потоку самого мощного события. Однако полные потоки мощных событий близки друг к другу: в выборке за событием самым мощным потоком 119 идёт событие с потоком 117, следовательно, и группа n-1 будет содержать только одно событие с полным потоком 117. Для этой ситуации средние для групп n и n-1 очевидным образом есть сами полные потоки 119 и 117. Если от ситуации с максимальным разбиением спуститься на один шаг вниз, т.е. уменьшить разбиение, то в группу самых сильных событий добавится ровно одно: второе по мощности в выборке, т.е. группы n и n-1 объединятся в одну. Вопрос заключается в том, как на этом втором шаге выбрать средние полные потоки в группах. Если кривая, которая строится по точкам, есть прямая, то для того, чтобы её наклон не изменился, новое среднее в группе самых мощных событий должно быть выбрано как среднее арифметическое двух её составляющих. Тогда и в остальных группах необходимо выбрать среднее как среднее арифметическое составляющих. Проверим, действительно ли кривая, аппроксимирующая найденные точки — прямая. Эти точки отмечены на рис. 18. Были проверены две гипотезы: кривая — это прямая вида ax + bи кривая — степенная функция вида  $bx^a$ . По критерию согласия Пирсона, первая гипотеза была отклонена на уровне значимости 0,05, а вторая была принята на уровне значимости 0,8. Таким образом, кривая, аппроксимирующая точки, на самом деле прямая, но не в линейном, а в логарифмическом пространстве. Значит, выбирать средние для групп 1-5 надо как средние арифметические в логарифмическом пространстве, т.е. как средние геометрические. Значения зарегистрированных и падающих средних полных потоков по группам приведены в табл. 2 и обозначены на рис. 18.

**Таблица 2.** Средние полные потоки зарегистрированных событий, их значения, скорректированные с учётом эффектов мёртвого времени и границы доверительных интервалов для скорректированных значений

Номер группы	1	2	3	4	5
Зарегистрированные	12	20	27	37	57
Падающие	12	30	52	87	239

На рис. 18 по значениям из формулы (2) построена кривая вида  $bx^a$  с параметрами  $a=2,1\pm0,1$  и  $b=0,04\pm0,02$ .

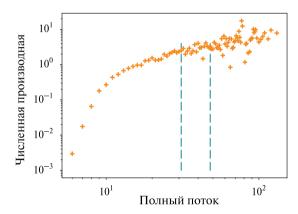


**Рис. 18.** Зависимость падающего на детектор среднего потока от зарегистрированного среднего потока. Параметры кривой  $bx^a$ :  $a=2,1\pm0,1$  и  $b=0,04\pm0,02$ 

## 3.4. Pacпределение logN – logS

Распределение  $\log N - \log S$  отражает зависимость количества зарегистрированных событий от полного потока. На рис. 20 оранжевым цветом выделено распределение  $\log N - \log S$  для событий из выборки за вычетом событий до июля 2010 г., так как до этого момента GBM не осуществлял непрерывную передачу данных TTE на Землю, а значит, в выборке до июля 2010 г. присутствуют только события, имеющие метку триггера, т.е. наиболее мощные и длительные события. Причина неоднородности распределения справа не выяснена. Загиб распределения ближе к левому краю связан с селективными эффектами, наблюдаемыми и на распределении событий по длительности (распределение по длительности представлено на рис. 14).

Для оценки коэффициента наклона распределения  $\log N - \log S$  необходимо определить участок, где изгиб наименее выражен. Для этого была посчитана численная производная, значения которой представлены на рис. 19.



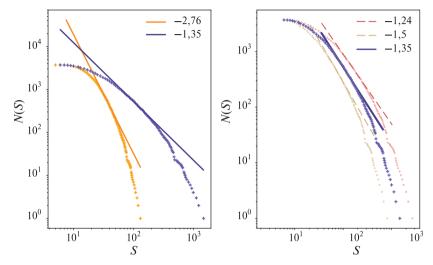
**Рис. 19.** Численная производная распределения  $\log N - \log S$ , пунктирными линиями отмечены промежутки, в которых распределение аппроксимировалось прямой

Значение численной производной нигде не выходит на константу, т.е. прямая в логарифмическом пространстве не может точно описывать распределение на каком-либо участке. Однако можно подобрать отрезок аппроксимации так, чтобы наклон производной был наиболее близок к нулю. Такой отрезок для не скорректированного распределения указан на рис. 19. Так как качественное поведение численной производной скорректированного и первичного распределений одинаковы, для оценки наклона в случае скорректированного распределения использовался такой же, с точностью до коррекции, участок. Для первичного распределения это интервал полных потоков между 31 и 48, для скорректированного распределения — интервал полных потоков между 75 и 180. Наклон не скорректированного распределения  $\log N - \log S$  получился равным  $-2.76\pm0.05$ .

## 3.5. Коррекция распределения logN – logS

Коррекция распределения  $\log N - \log S$  была проведена с помощью параметров a и b кривой потерь. Каждое значение полного потока s было получено значение скорректированного потока как  $bs^a$ . Как и в случае с первичным распределением,

на выбранном ранее участке была совершена оценка наклона скорректированного распределения. Наклон составил -1,35 с допустимым интервалом значений (-1,50,-1,24). Скорректированное распределение и аппроксимирующая его на отрезке прямая обозначены фиолетовым цветом слева на рис. 20. На этом же рисунке справа светлым тоном отмечены распределения, скорректированные с помощью параметра a при фиксированном параметре b, когда параметр a принимает значения  $a+\sigma$  и  $a-\sigma$ , что даёт интервал возможных значений для наклона скорректированного распределения.



**Рис. 20.** Первичное распределение  $\log N - \log S$  (жёлтый цвет), наклон  $-2,76\pm0,05$ , скорректированное распределение  $\log N - \log S$  (фиолетовый цвет), наклон -1,35 с допустимым интервалом значений (-1,50,-1,24) (слева). Скорректированное распределение  $\log N - \log S$  (фиолетовый цвет), светлым тоном обозначены распределения  $\log N - \log S$  для случая, когда параметр a принимает значения  $a + \sigma$  и  $a - \sigma$  при ошибке  $\sigma$  (справа)

Ранее коррекция распределения  $\log N - \log S$  была проведена параметрическим способом с помощью использования подогнанных под экспериментальные кривые блеска теоретических распределений: нормального и логнормального. Наклон не скорректированного распределения  $-2,86\pm0,32$ , а наклон скорректированного  $-2,20\pm0,13$  (Tierney et al., 2013). Полученная в данной работе оценка наклона скорректированного распределения  $\log N - \log S$  существенно больше. На различие в оценках могут влиять как различные методы учёта эффектов мёртвого времени, так и факт, что в 2013 г. исследование проводилось на выборке из 106 событий, а в данной работе использована выборка из  $\sim 3800$  событий.

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В работе были исследованы гамма-вспышки земного происхождения, зарегистрированные экспериментом GBM космической обсерватории Fermi в период с 2008 по 2016 г. Был использован наиболее актуальный на данный момент каталог, содержащий 4144 событий. Для их анализа был применён алгоритм байесовых блоков. С помощью них в каталоге были найдены и отброшены события, имеющие более одного пика. Процент многопиковых событий оказался ~6 %

от объёма всего каталога. Используя в качестве длительности события ширину байесова блока, построено распределение событий по длительности, из которого следует, что характерная длительность события ~150 мкс.

Главной целью работы стала оценка количества отсчётов, потерянных при регистрации события детектором. Такая оценка была проведена непараметрическим образом на основании гипотезы, что полный поток слабых событий при регистрации почти не искажается из-за эффектов мёртвого времени, а полный поток мощных событий при регистрации искажается только из-за эффектов мёртвого времени. События были разбиты на 5 групп по мощности так, чтобы суммарные полные потоки внутри групп были примерно равны, и просуммированы внутри каждой группы относительно максимумов кривых блеска индивидуальных событий. Для всех групп суммарные кривые блеска не были симметричными. Асимметрия наиболее выражена для суммарной кривой блеска группы, содержащей события с наименьшим полным потоком, монотонно уменьшается с увеличением среднего полного потока на события с наимебольшим полным потоком.

Оценка эффектов мёртвого времени была проведена с помощью сравнения суммарной кривой блеска группы с наименьшим полным потоком на событие — опорной группы, которая по предположению не искажена эффектами мёртвого времени — с суммарными кривыми блеска остальных групп. Оказалось, что процентные потери фотонов для наиболее мощного события в выборке составили 90 %. На основании процентных потерь была получена зависимость, с помощью которой можно восстановить истинный полный поток события, имея значение зарегистрированного полного потока. Эта зависимость является степенной с показателем степени 2,1. С помощью этой зависимости было скорректировано распределение  $\log N - \log S$ .

В работе суммарная кривая блеска группы событий с наименьшим полным потоком считается не искажённой эффектами мёртвого времени, однако в реальности события этой группы также подвержены искажениям, хоть и в меньшей степени, чем события с большим полным потоком. Таким образом, истинные процентные потери отсчётов должны быть больше, а полученная в работе оценка потерь является оценкой снизу.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Bhat P. N., Fishman G. J., Briggs M. S., Connaughton V., Meegan C. A., Paciesas W. S., Wilson-Hodge C., Xiong S. Fermi Gamma-ray Burst Monitor Detector Performance at Very High Counting Rates // Experimental Astronomy. 2014. V. 38. P. 331–357.
- Briggs M. S., Xiong S., Connaughton V., Tierney D., Fitzpatrick G., Foley S., Grove J. E., Chekhtman A., Gibby M., Fishman G. J., McBreen S., Chaplin V., Guiriec S., Layden E., Bhat N., Hughes M., Greiner J., von Kienlin A., Kippen R. M., Meegan C.A., Paciesas W. S., Preece R., Wilson-Hodge C., Holzworth R. H., Hutchins M. L. Terrestrial Gamma-ray Flashes in the Fermi era: Improved Observations and Analysis Methods // J. Geophysical Research Space Physics. 2013. V. 118. Iss. 6. P. 3805–3830.
- Dwyer J. R., Uman M. A. The physics of lightning // Physics Reports. 2014. V. 534. Iss. 4. P. 147–241.
- Fishman G. J., Bhat P. N., Mallozzi R. et al. Discovery of intense gamma-ray flashes of atmospheric origin // Science. 1994. V. 264(5163) P. 1313-1316. DOI: 10.1126/science.264.5163.1313.
- *Grefenstette B. W., Smith D. M., Dwyer J. R., Fishman G. J.* Time evolution of terrestrial gamma ray flashes // Geophysical Research Letters. 2008. V. 35. Iss. 6. P. 6644–6650.

- Gurevich A. V., Milikh G. A., Roussel-Dupre R. Runaway Electron Mechanism of Air Breakdown and Preconditioning during a Thunderstorm // Physics Letters A. 1992. V. 165. P. 463–468.
- Meegan C. A., Lichti G., Bhat P. N., Bissaldi E., Briggs M. S., Connaughton V., Diehl R., Fishman G., Greiner J., Hoover A. S., van der Horst A., von Kienlin A., Kippen R. M., Kouveliotou C., McBreen S., Paciesas W. S., Preece R. D., Steinle H., Wallace M. S., Wilson R. B., Wilson-Hodge C. A. The Fermi Gamma-ray Burst Monitor // The Astrophysical J. 2009. V. 702. Iss. 1. P. 791–804.
- Østgaard N., Neubert T., Reglero V., Ullaland K., Yang S., Genov G., Marisaldi M., Mezentsev A., Kochkin P., Lehtinen N., Sarria D., Qureshi B. H., Solberg A., Maiorana C., Albrechtsen K., Budtz-Jørgensen C., Kuvvetli I., Christiansen F., Chanrion O., Heumesser M., Navarro-Gonzalez J., Connell P., Eyles C., Christian H., Al-nussirat S. First ten months of TGF observations by ASIM // J. Geophysical Research: Atmospheres. 2019. V. 124. Iss. 24. P. 14024–14036.
- Stanbro M., Briggs M. S., Roberts O. J., Cramer E. S., Cummer S. A., Grove J. E. The First Fermi-GBM Terrestrial Gamma-ray Flash Catalog // J. Geophysical Research Space Physics. 2018. V. 123. Iss. 5. P. 4381–4401.
- Tierney D., Briggs M. S., Fitzpatrick G., Chaplin V. L., Foley S., McBreen S., Connaughton V., Xiong S., Byrne D., Carr M., Bhat P. N., Fishman G. J., Greiner J., Kippen R. M., Meegan C.A., Paciesas W. S., Preece R., von Kienlin A., Wilson-Hodge C. Fluence Distribution of Terrestrial Gamma-ray Flashes Observed by the Fermi Gamma-Ray Burst Monitor // J. Geophysical Research Space Physics. 2013. V. 118. Iss. 10. P. 6644–6650.
- *Ursi A.*, *Marisaldi M.*, *Tavani M.* Detection of terrestrial gamma-ray flashes with the AGILE/MCAL // Rendiconti Lincei. Scienze Fisiche e Naturali. 2019. V. 30(S1). P. 265–269.

## DEAD TIME EFFECTS OF FERMI GAMMA-RAY BURST MONITOR (GBM) REGISTERING TERRESTRIAL GAMMA-RAY FLASHES

E. S. Dzyuba<sup>1</sup>, A. S. Pozanenko<sup>2</sup>, P. Yu. Minaev<sup>2</sup>, V. I. Vybornov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT), Moscow, Russia

<sup>2</sup> Space Research Institute of the RAS (IKI), Moscow, Russia

Terrestrial gamma-ray flashes (TGF) are short (duration of about 100  $\mu s$ ) intense bursts of gamma-rays with photons' energies up to 40 MeV. TGFs are mostly detected by gamma-ray detectors based on the near-Earth orbits. In this paper data of TGFs detected with GBM/Fermi are used. The investigation of TGFs are subject by some problems, one of them is a dead time effects of the detector. The dead time influence is significant when the count rate in the detector comes close to  $1/\tau$ , where  $\tau$  is a specific value of dead time of the detector. The goal of this paper is to reconstruct the true flux impinging the detector, i.e. estimate the number of photons lost for TGFs of various intensity. The estimation has been done in a non-parametric method. The method is based on the hypothesis that least intense TGFs are not affected by dead time effects, while TGFs with larger intensities are afected only by dead time effects. All TGFs registered by GBM/Fermi were divided into several groups by intensity. Light curves of TGF were stacked within each group. The resulting light curve of the least intens group considered unbiased by dead time effects. The estimation of the number of lost photons was made by comparing resulting light curves of more intense groups with the resulting light curve of the least intense group. Losses of photons during the detection for the most intensive TGFs can be up to 90%.

Keywords: terrestrial gamma-ray flashes, dead time, instrumental effects, TGF

Dzyuba Evgeniya Sergeevna — bachelor student, dzyuba.es@phystech.edu Pozanenko Alexei Stepanovich — principal researcher, PhD Minaev Pavel Yurevich — senior researcher, PhD Vybornov Vadim Igorevich — researcher, PhD

## СТЕНД ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ИСПЫТАНИЙ НА ВОЗДЕЙСТВИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Егоров М. В., Морозов О. В., Николадзе Г. М., Поляков П. А., Сазонов В. В., Харабадзе Д. Э., Шевцов В. С.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова (МГУ) Москва, Россия

Разработан, изготовлен и аттестован испытательный стенд для проведения испытаний изделий ракетно-космической техники на воздействие постоянного магнитного поля, а также проведены расчёты, необходимые для обеспечения заданных метрологических характеристик.

*Ключевые слова:* стенд, испытательное оборудование, магнитное поле, кольца Гельмгольна

В 2019 г. коллектив авторов разработал испытательное оборудование — стенд для проведения испытаний изделий ракетно-космической техники на воздействие постоянного магнитного поля. Стенд представляет собой три пары колец Гельмгольца, оси которых взаимно перпендикулярны. Такая конструкция позволяет задавать любое желаемое направление вектора напряжённости магнитного поля в пространстве (рис. 1).



Рис. 1. Общий вид магнитной системы. В центре — предметный стол

Егоров Матвей Владимирович — ведущий специалист

**Морозов** Олег Вячеславович — канд. физ.-мат. наук, начальник отдела, oleg@space.support

Николадзе Георгий Мевлудиевич — вед. электроник

Поляков Пётр Александрович — д-р физ.-мат. наук, профессор

Сазонов Василий Викторович — декан, канд. физ.-мат. наук

Харабадзе Давид Эдгарович — старший преподаватель, канд. физ.-мат. наук

Шевцов Владислав Сергеевич — аспирант

## Характеристики стенла:

- магнитное поле постоянное, создаётся тремя парами колец по трём осям (максимальные габариты магнитной системы 2500×2500×2500 мм);
- максимальный уровень напряжённости магнитного поля (без учёта магнитного поля Земли) 400 А/м;
- погрешность задания вектора напряжённости магнитного поля не более 10 % (по результатам испытаний менее 1 %);
- неравномерность поля в рабочей зоне не более 10 % (по результатам испытаний от долей процента до менее 6 %);
- рабочая зона с гарантированными выше метрологическими характеристиками 700×700×700 мм (стенд имеет сквозные окна для «протягивания» сквозь магнитную систему в том числе и протяжённых объектов диаметром 1400 мм);
- погрешность воспроизведения модуля напряжённости магнитного поля в рабочей зоне не более 10 %;
- в состав испытательного оборудования входит магнитометр из Госреестра средств измерений и специальный предметный стол.

Условия эксплуатации имеют широкий диапазон значений:

- температура воздуха от 8 до 35 °C;
- относительная влажность воздуха от 30 до 85 % (при 25 °C).

Каждая пара колец Гельмгольца подключалась через ручной коммутатор полярности к индивидуальному стабилизированному источнику тока (всего источников три), каждый из которых имел компьютерное управление. При наличии возможности задавать направление вектора напряжённости магнитного поля программно дополнительная ручная коммутация повышает гибкость использования установки, в частности позволяет задавать положительное направление для проекций вектора напряжённости на выбранную ось (рис. 2).

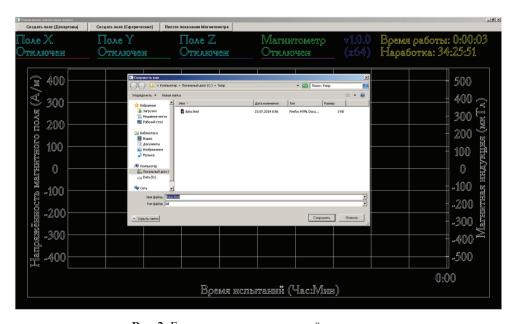
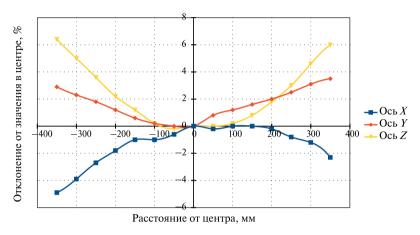


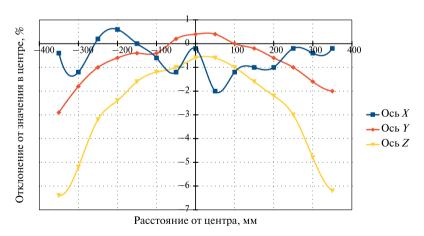
Рис. 2. Главное окно управляющей программы

Управляющая программа позволяет вести протокол испытаний, а задавать нужное направление и величину направления напряжённости магнитного поля можно как в декартовой, так и сферической системе координат.

При разработке стенда, основываясь на требования технического задания в части неравномерности создаваемого поля, были проведены расчёты для учёта влияния конечных размеров колец Гельмгольца их неконгруэнтного расположения. Результаты были опубликованы в трудах XXVII Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)» (Николадзе и др., 2019). Здесь же приведём экспериментальные данные, полученные в ходе аттестации системы.



**Рис. 3.** Отклонение значений напряжённости магнитного поля от значения в центре (измерения вдоль осей). Относительная погрешность измерений магнитной индукции  $\pm 2.1\,\%$ 



**Рис. 4.** Отклонение значений напряжённости магнитного поля от значения в центре (измерения перпендикулярно осям). Относительная погрешность измерений магнитной индукции  $\pm 2,1\,\%$ 

Для создания рабочей зоны  $700 \times 700 \times 700$  мм был выбран диаметр колец 2000 мм, что подразумевает их установку на расстоянии 1000 мм друг от друга. Однако из-за технологических трудностей кольца из пары, принятой за

ось X, были установлены на расстоянии 800 мм, за ось Y — 1200 мм, а за ось Z — 1500 мм друг от друга. Несмотря на это неоднородность величины создаваемого поля не превышала 7 % (рис. 3, см. с. 47).

Измерения проводились по отдельности для каждой из пар катушек: задавалось значение напряжённости поля в 530 мкТл, после чего измерялись фактические значения вдоль и перпендикулярно выбранной оси (рис. 4, см. с. 47).

## ЛИТЕРАТУРА

Николадзе Г. М., Поляков П. А., Харабадзе Д. Э., Шевцов В. С., Магнитное поле неидеальных катушек Гельмгольца // Материалы 27-й Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». М.: МЭИ, 2019. С. 267–271.

# MAGNETIC TESTING FACILITY FOR EXAMINATION OF EXPOSURE OF CONSTANT MAGNETIC FIELD

Egorov M. V., Morozov O. V., Nikoladze G. M., Polyakov P. A., Sazonov V. V., Kharabadze D. E., Shevtsov V. S.

Lomonosov Moscow State University (MSU)

A testing facility for equipment exposed to the constant magnetic field was developed, and calculation to provide the required metrological characteristics was made.

Keywords: testing facility, magnetic field, Helmholtz coil.

Egorov Matvey Vladimirovich — leading specialist

Morozov Oleg Vyacheslavovich — head of division, PhD, oleg@space.support

Nikoladze Georgy Mevludievich — electronics specialist

Polyakov Petr Aleksandrovich — doctor of sciences, professor

Sazonov Vasily Vikitorovich — dean, PhD

Kharabadze David Edgarovich — senior teacher, PhD

Shevtsov Vladislav Sergeevich — graduate student

## LOWER-HYBRID WAVES IN THE EXOSPHERE OF THE MOON

A. I. Kassem <sup>1,2</sup>, S. I. Popel <sup>3</sup>, Yu. N. Izvekova <sup>3</sup>, L. M. Zelenyi <sup>1,3</sup>

- Moscow Institute of Physics and Technology (State University) Dolgoprudny, Moscow region, Russia
- <sup>2</sup> Faculty of Science, Mansoura University, Mansoura, Egypt
- <sup>3</sup> Space Research Institute of the RAS (IKI), Moscow, Russia

A description is given of the wave processes in the interaction of the tail of the Earth's magnetosphere with the dusty exosphere of the Moon. The significance of the lower-hybrid waves appears in this case. It is found that the development of linear hydrodynamic instability leads to the excitation of the lower-hybrid waves. Furthermore, the development of the instability is due to the relative motion of magnetosphere ions and charged dust particles. The processes of development of lower-hybrid turbulence, which is considered from the standpoint of strong turbulence, are investigated. Based on wave-ion interaction, the effective collision frequency which characterizes the anomalous loss of ion momentum is determined. Moreover, the electric fields which arise in the region of interaction of the dusty plasma near the Moon and the Earth's magnetosphere are evaluated. The excitation of the electric fields produced due to the development of lower-hybrid turbulence is thought to play a significant role from the viewpoint of the electric field pattern at the Moon. The effects of lower-hybrid turbulence in the near-surface lunar dusty plasma should be taken into account when interpreting the observational data.

Keywords: dusty plasmas, the Moon, future lunar missions, instabilities, lower-hybrid turbulence

#### INTRODUCTION

Recently, studies of properties and manifestations of dusty plasmas near the lunar surface and in the lunar exosphere are of great interest (Popel, Zelenyi 2013). In Russia, the Luna-25, Luna-26, and Luna-27 missions are being prepared. An apparatus which is planned to mount on the landing modules of the space stations (Luna-25 and Luna-27) would detect directly dust grains above the lunar surface and conduct optical measurements. The orbiter, Luna-26, is also supposed to be equipped with devices for detection of dust particles in the lunar exosphere. During the recent American LADEE (Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer) mission (Horányi et al., 2014) the lunar dust was studied by means of observation from the orbit. The dusty plasma system near the lunar surface is described in various works (Berezhnov et al., 2019; Izvekova et al., 2018; Kuzunetsov et al., 2017; Morozova et al.; 2015; Popel et al., 2013, 2014, 2016a b, 2017; Sternovsky et al., 2008; Stubbs et al., 2006). It is assumed that the surface of the Moon gets charged under the action of solar electromagnetic radiation, solar wind plasma, and plasma of the Earth's magnetotail. As a result of interaction with solar radiation, the lunar surface emits electrons due to the photoelectric effect, which leads to the formation of a layer of photoelectrons above the surface. Photoelectrons are also emitted by the dust grains levitating above the lunar surface as a result of their interaction with solar electromagnetic radiation. The dust grains on the lunar surface or in the near-surface layer absorb photoelectrons, photons of solar radiation, electrons and ions

Kassem Attia Ibrahem Kassem — Plasma physics, PhD student, kassem.ai@phystech.edu Popel Sergey Igorevich — Space physics, Prof., DSc, popel@iki.rssi.ru Izvekova Yulya Nikolaevna — Space physics, PhD, besedina\_yn@mail.ru Zelenyi Lev Matveevich — Space physics, Academician of RAS, Prof., DSc, lzelenyi@iki.rssi.ru

of the solar wind, and electrons and ions of the magnetospheric plasma when the Moon crosses the Earth's magnetotail. All these processes lead to the charging of dust grains, their interaction with the charged lunar surface, and motion and elevation of dust.

Dusty plasmas at the Moon have been studied not taking into account magnetic fields which can, in reality, exist. Indeed, about one-fourth of the Moon's orbit lies within the Earth's magnetotail (Fig. 1). The tail contains very rarefied plasma in the wings of the geomagnetic tail, along with denser and hotter plasma in the plasma sheath. The order of the typical magnetic fields in the magnetotail is  $10^{-5}-10^{-4}$  G (Harada, 2015; Hones, 1985).

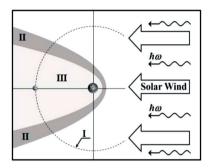


Fig. 1. The Moon in the tail of the Earth's magnetosphere: (I) Moon's orbit; (II) magnetic transient and/or boundary layers of the magnetosphere; and (III) inner part of the magnetotail, including the plasma sheath. The solar wind and photons of solar radiation ( $\hbar\omega$ ) are also depicted

Furthermore, the Moon possesses regions of crustal magnetic fields, known as regions of magnetic anomalies. The surface fields measured by Apollo 12, 14, 15, and 16 magnetometers were  $3.8 \cdot 10^{-4}$ ,  $1.03 \cdot 10^{-3}$ ,  $3 \cdot 10^{-5}$ , and  $3.27 \cdot 10^{-3}$  G, respectively (Dyal et al., 1974). While the Apollo landing sites were all on the lunar near-side, satellite observations showed that the largest and strongest magnetic fields, responsible for most of the solar wind limb disturbances were located on the lunar far side (e.g., Coleman et al., 1972).

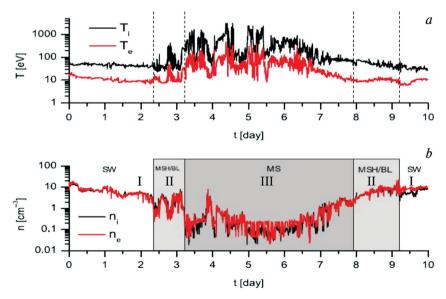
The characteristic size and characteristic number density of charged dust grains above the lunar surface are about 100 nm and  $10^3$  cm<sup>-3</sup>, respectively. For such dusty plasma parameters the values of the dust plasma frequency  $\omega_{pd}$  and of the ion gyrofrequency  $\omega_{Bi}$  are of the same order of magnitude (~1 s<sup>-1</sup> for the magnetic field  $B \sim 10^{-4}$  G). Thus some dusty plasma processes at the Moon are determined by the influence of the magnetic fields. Here, we discuss processes related to the presence of the magnetic fields which can be important in dusty plasmas at the Moon.

## **LUNAR DUSTY PLASMA PARAMETERS**

The near-Moon dusty plasma in the region where the lunar surface interacts with the magnetotail plasma was recently discussed in detail in (Vaverka et al., 2016). The Moon and the near-Moon plasma move relative to the magnetotail plasma with a velocity of about 1 km/s. Furthermore, the charged particle fluxes are formed during geomagnetic storms and substorms, when the trapped particles (with energies of about 10 keV) in the radiation belts can penetrate the magnetotail (Asano et al., 2010; Colwell et al., 2007). All this indicates the possibility of the development of plasma instabilities in the regions where the lunar surface interacts with the magnetotail plasma, which underscores the importance of investigation of the wave processes in these regions.

The plasma under study is composed of magnetospheric electrons and ions, electrons and ions of the solar wind, charged dust grains, and photoelectrons formed as a result of photoelectric effect from the lunar surface and the dust grains levitating above the latter. Let us describe characteristic parameters of the dusty plasma that will be used in the subsequent calculations.

To determine the plasma density and temperature in the solar wind and magnetosphere near the Moon, we use the data collected by Artemis P2 spacecraft (orbiting the Moon since 2011) between January 22 and January 31, 2013, when the Moon was passing through the magnetotail (Popel et al., 2017). The profiles of the electron temperatures  $T_{eS}$  and  $T_{eM}$ , ion temperatures  $T_{iS}$  and  $T_{iM}$ , electron number densities  $n_{eS}$  and  $n_{eM}$ , and ion number densities  $n_{iS}$  and  $n_{iM}$  in the plasmas of the solar wind and the magnetosphere, respectively, are presented in Fig. 2. Here, index S refers to the solar wind plasma (Fig. 2, regions I), while index M corresponds to the magnetospheric plasma (Fig. 2, regions II, III). It can be seen that the electron and ion number densities measured during this passage drop by two to three orders of magnitude in the magnetotail relative to those in the solar wind  $(n_{eS} \approx n_{iS} \sim 10 \text{ cm}^{-3})$ , while the ion temperature increases from several tens of electron-volt to about 1000 eV and the electron temperature increases from about 10 eV to several hundred electron-volt. Higher values of the electron temperature (up to 2 keV) can be observed in the plasma sheath, while lower ion temperatures down to  $T_{iS} \approx 6$  eV were detected in the solar wind. In the situation in which the velocity u of the dusty plasma flow near the Moon's surface relative to the magnetotail plasma is determined by the velocity of the Moon relative to the magnetotail, the absolute value of this velocity  $\mathbf{u} = |\mathbf{u}|$  is about 1 km/s. However, it should be taken into consideration that, e.g., in the plasma sheath of the magnetosphere, the flow velocity u can be much higher (about 10 km/s) (Popel, Morozova, 2017). The solar wind velocity (in the reference frame related to the magnetospheric plasma) is  $u_s \approx 400 \cdot 10^5$  cm/s.



**Fig. 2.** Temperatures (*a*) and densities (*b*) of electrons and ions of the solar wind and the Earth's magnetosphere in different regions on the Moon's orbit, derived from the data obtained by the Artemis P2 spacecraft when it was passing through the magnetotail from January 22 to January 31, 2013 (Vaverka et al., 2016): (I) solar wind region; (II) magnetic transient and/or boundary layers of the magnetosphere; and (III) inner part of the magnetotail, including the plasma sheath. The boundaries between the above regions are denoted in panel (*a*) by the vertical dashed lines

<b>Parameters</b> of photoelectrons in the near-surface layer of the illuminated part of the Moon
for different levels of the solar activity and different values of the quantum yield

	A	В	С
$n_{e(ph)Y1}$ , cm <sup>-3</sup>	2.2·10 <sup>5</sup>	2.1·10 <sup>5</sup>	1.9·10 <sup>5</sup>
$T_{e(ph)Y1}$ , eV	0.2	0.1	0.1
$n_{e(ph)Y2}, \text{cm}^{-3}$	8.6·10 <sup>2</sup>	2.9·10 <sup>2</sup>	1.3·10 <sup>2</sup>
$T_{e(ph)Y2}$ , eV	2.1	1.9	1.3

Table presents the values of the number density  $n_{e(ph)}$  and temperature  $T_{e(ph)}$  of photoelectrons calculated in (Popel et al., 2014) at  $\cos \theta = 1$  (here,  $\theta$  is the subsolar angle) in the near-surface layer of the illuminated part of the Moon for different levels of solar activity corresponding to a solar flare of the X28 class (column A), solar maximum (column B), and solar minimum (column C) for different values of the quantum yield (the lines characterized by index Y1 and correspond to the values of the quantum yield adapted from (Walbridge, 1973), while those marked by index Y2 correspond to the quantum yield reported in (Willis et al., 1973)). A substantial difference in the calculated photoelectron characteristics near the Moon's surface is caused by different values of the quantum yield obtained in (Walbridge, 1973) and (Willis et al., 1973). The dependence on the solar activity is not so strong. The difference in the values of the quantum yield obtained in (Walbridge, 1973) and (Willis et al., 1973) affects the results of calculations more strongly than variation of the lunar regolith work function (5–6 eV). The values of  $n_{e(ph)}$  at  $\cos \theta \neq 1$  can be obtained by multiplying the data presented in table by the value of  $\cos \theta$ . The electron temperature  $T_{e(ph)}$  is independent on  $\cos \theta$ . As to the parameters of the charged dust, according to the results of (Popel et al., 2013), the characteristic size a and characteristic number density  $n_d$  of charged dust grains in the near-surface layer of the illuminated part of the Moon are about 100 nm and 10<sup>3</sup> cm<sup>-3</sup>, respectively. The high value of the dust density is related to the high density of photoelectrons above the Moon (including the photoelectrons produced by solar radiation photons from the surface of the levitating dust grains). There are no photoelectrons above the dark part of the Moon. The number density of the charged dust can be estimated from the relation

$$n_d \sim \frac{n_{eS}}{|z_d|},\tag{1}$$

where  $n_{eS}$  is the density of the photoelectrons generated by the solar wind,  $Z_d$  is the charge number of a dust grain (here,  $q_d = -Z_d e$  is the dust grain charge and -e is the electron charge). The number density of dust grains with a size of about 100 nm above the dark part of the Moon is estimated to be  $n_d \sim 10^{-2} - 10^{-1}$  cm<sup>-3</sup> (Popel et al., 2016b). The situation in which the quantum yield of the Moon regolith is determined by the data of (Walbridge, 1973) (i.e., the parameters of photoelectrons are characterized by the values shown in the upper part of table) was analyzed in (Popel et al., 2013). When the quantum yield of the lunar regolith is determined by the data of (Willis et al., 1973), the following expression similar to equation (1) can be used to estimate the dust density:

$$n_d \sim \frac{n_{e(ph)}}{|z_d|}. (2)$$

Taking into account that  $|Z_d| \sim 10$  for positively charged dust grains with a size of about 100 nm under the conditions existing in the dusty plasma near the Moon's surface, we find that  $n_d \sim 10~{\rm cm}^{-3}$  in this case.

#### LOWER-HYBRID TURBULENCE

When considering wave processes, the influence of the magnetic fields is important if at least one species of dusty plasma particles is magnetized. For not very slow processes with characteristic time scales  $\tau \ll \omega_{pd}^{-1}$ , this can be realized only for electrons (because  $\omega_{Bi} \sim \omega_{pd}$ ). Thus we study the situation when electrons are magnetized while ions and dust particles are not magnetized, and assume that the following inequalities are valid  $\omega_{Bd} \ll \omega_{Bi} \ll \omega \ll \omega_{Be}$ ;  $|\mathbf{k}| \upsilon_{Td} \gg \omega_{Bd}$ ;  $|\mathbf{k}| \upsilon_{Ti} \gg \omega_{Bi}$ ;  $|\mathbf{k}| \upsilon_{Te} \ll \omega_{Be}$ . Here,  $\omega_{Bd}$  and  $\omega_{Be}$  are the dust and electron gyrofrequencies,  $\mathbf{k}$  is the wave vector,  $\upsilon_{T}$  is the thermal velocity of the particles. The subscrips e, i, d stand for electrons, ions, and dust particles, respectively. Furthermore, in most of the regions where magnetic fields at the Moon are present, for plasma parameters described in the previous section the following relationships are fulfilled  $\omega_{pd} \sim \omega_{Bi} \ll \omega_{piM} \sim \omega_{piS} \sim \omega_{Be} \ll \omega_{peM} \sim \omega_{peS} \ll \omega_{pe(ph)}$ , where  $\omega_{peM(S)}$  is the plasma frequency of magnetosphere (solar wind) electrons while  $\omega_{pe(ph)}$  is the plasma frequency of photoelectrons;  $\omega_{piM(S)}$  is the plasma frequency of magnetosphere (solar wind) ions. Below in this section we suppose that the relationships presented in this paragraph are satisfied.

## Hydrodynamic instability

For electrostatic perturbations the case  $\omega_{Bi} \ll \omega \ll \omega_{Be}$  corresponds to the so-called lower-hybrid waves (Popel et al., 1995). Let us study a possibility of excitation of lower-hybrid turbulence in dusty plasmas at the Moon.

The simplest instability resulting in excitation of the lower-hybrid waves is hydrodynamic instability of the Buneman type (Buneman, 1959) described by the linear dispersion equation (in the frame of reference related to the magnetospheric plasma) which has the form

$$1 - \frac{\omega_{piM}^{2}}{\omega^{2}} - \frac{\omega_{pd}^{2}}{(\omega - k.u)^{2}} + \left[ \frac{\omega_{peM}^{2} + \omega_{pe(ph)}^{2}}{\omega_{Be}^{2}} \right] \sin^{2}\alpha - \left[ \frac{\omega_{peM}^{2}}{\omega^{2}} + \frac{\omega_{pe(ph)}^{2}}{(\omega - k_{\parallel}.u_{\parallel})^{2}} \right] \cos^{2}\alpha = 0, \quad (3)$$

where  $k_{\parallel}$  is the wave vector component parallel to the external magnetic field,  $\cos\alpha = k_{\parallel}/|\mathbf{k}|$ . Consider the situation inherent in the lower-hybrid waves (Popel et al., 2004) when  $\cos\alpha \ll 1$  and  $|k_{\parallel}u_{\parallel}| \ll |ku|$ . In this situation, as it will be shown below, the solution of equation (3) is  $\omega \approx ku$ . Thus for typical dusty plasma parameters dispersion relation (3) can be presented as

$$1 + \frac{\omega_{pe(ph)}^{2}}{\omega_{Re}^{2}} - \frac{\omega_{pd}^{2}}{(\omega - ku)^{2}} - \frac{\omega_{piM}^{2} + \omega_{peM}^{2} \cos^{2} \alpha}{\omega^{2}} = 0.$$
 (4)

Dispersion relation (4) has unstable solutions. Instability results in the excitation of longitudinal electrostatic plasma oscillations with the growth rate on the order of the dust plasma frequency. Indeed, let us recast dispersion relation (4) in the form

$$1 - \frac{\omega_{piM}^{2} + \omega_{pe(ph)}^{2} \cos^{2} \alpha}{\left(1 + \omega_{pe(ph)}^{2} / \omega_{Be}^{2}\right) \omega^{2}} - \frac{\omega_{piM}^{2} + \omega_{pe(ph)}^{2} \cos^{2} \alpha}{\left(1 + \omega_{pe(ph)}^{2} / \omega_{Be}^{2}\right) (\omega - k.u)^{2}} \cdot \frac{\omega_{pd}^{2}}{\omega_{piM}^{2} + \omega_{pe(ph)}^{2} \cos^{2} \alpha} = 0$$
 (5)

the contribution of the third term on the left-hand side of equation (5) is significant only at values ku sufficiently close to  $\omega$ . The maximum value of the instability growth rate can be found by using the method described in (Tsytovich, 1995), according to which

$$\omega = \frac{\sqrt{\omega_{piM}^2 + \omega_{pe(ph)}^2 \cos^2 \alpha}}{\sqrt{\left(1 + \omega_{pe(ph)}^2 / \omega_{Be}^2\right)}} + \delta\omega \equiv \omega_{LH}(\cos \alpha) + \delta\omega \text{ if } \delta\omega \ll \omega_{LH}(\cos \alpha), \tag{6}$$

$$\omega = ku + \delta\omega \text{ if } \delta\omega \ll |ku|.$$
 (7)

Thus, assuming that

$$\omega_{LH}(\cos\alpha) \approx ku,$$
 (8)

we obtain the cubic equation

$$\frac{2\delta\omega}{\omega_{LH}(\cos\alpha)} - \frac{\omega_{LH}^2(\cos\alpha)}{(\delta\omega)^2} \cdot \frac{\omega_{pd}^2}{\omega_{piM}^2 + \omega_{pe(ph)}^2 \cos^2\alpha} = 0,$$
(9)

which has an unstable solution with the growth rate

$$\gamma_{\text{max}}^{Hydro} = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \omega_{LH} (\cos \alpha) \left[ \frac{\omega_{pd}^2}{\omega_{piM}^2 + \omega_{pe(ph)}^2 \cos^2 \alpha} \right]^{1/3} = \\
= \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \cdot \frac{\omega_{pd}}{\sqrt{1 + \omega_{pe(ph)}^2 / \omega_{Be}^2}} \left[ \frac{\omega_{piM}^2 + \omega_{pe(ph)}^2 \cos^2 \alpha}{\omega_{pd}^2} \right]^{1/6}.$$
(10)

Dispersion relation (6) is typical for the lower-hybrid waves. Due to the presence of the 1/6 exponent in the last multiplier on the right-hand side of equation (10), we can assume that, typical dusty plasma parameters, the growth rate of the discussed waves in the region of Moon interaction with the Earth's magnetosphere is determined by the dust plasma frequency  $\omega_{\rm pd}$ . Let us estimate the typical instability growth time  $\tau = \left(\gamma_{\rm max}^{Hydro}\right)^{-1}$  in the regions of the transition and/or boundary layers of the magnetosphere (Fig. 2, regions II) for  $u \sim 1$  km/s and the parameters of photoelectrons corresponding to the lower part of table, i.e., for the quantum yield of the Moon regolith adapted from (Willis et al., 1973). In this case, we have  $|B| \sim 10^{-4}$  G,  $\cos \alpha \sim \omega_{piM}/\omega_{pe(ph)}$ ,  $a \sim 100$  nm,  $|Z_d| \sim 10$ ,  $n_d \sim 10$  cm<sup>-3</sup>,  $n_{iM} \sim 10$  cm<sup>-3</sup>,  $m_d \sim 10^{-14}$  g, and  $n_{e(ph)} \sim 10^2$  cm<sup>-3</sup>, while the typical instability growth time  $\tau = \left(\gamma_{\rm max}^{Hydro}\right)^{-1}$  is about 30 s. Thus, the time  $t_{\rm II} \sim 24$  h (see Figure 2) during which the dusty plasma interacts with the regions of the magnetic transition and/or boundary layers of the magnetosphere is sufficient for the generation of the lower-hybrid waves due to hydrodynamic instability. Moreover, since  $t_{\rm II} \gg \tau$ , efficient nonlinear processes can be expected.

## Nonlinear processes

Dispersion relation (5) shows that the development of hydrodynamic instability is caused by the relative motion of magnetospheric ions and charged dust grains (this is seen especially for the case  $\cos \alpha \le \omega_{piM}/\omega_{pe(ph)}$  when the significance of the magneto-

sphere ions is more important than that of photoelectrons). Thus, the following scheme of the development of plasma turbulence is suggested. The magnetospheric plasma ions excite the lower-hybrid waves due to the hydrodynamic instability. As a result, similar to the problem of the anomalous plasma resistance (Galeev, Sagdeev, 1979), an anomalous loss of the ion momentum takes place. In the saturated state achieved when the growth of the instability becomes limited by nonlinear processes, plasma experiences turbulent heating the nature of which is determined by the turbulence caused by the instability. Turbulent heating is different for the ion and dust components.

Let us use the momentum conservation law in the "magnetospheric ions + lower-hybrid waves" system with taking into account that the ions are not magnetized, to find the effective collision frequency  $v_{\it eff}$  characterizing the anomalous loss of the ion momentum. The average loss of momentum by ions per unit time is

$$v_{eff} m_i n_{iM} u \approx -F. \tag{11}$$

Here, F is the drag force acting on the ions due to their interaction with the lower-hybrid waves. If momentum (11) is transferred to the waves characterized by the energy density W, the change in the wave momentum is given by

$$\int W_K \gamma_K \frac{K}{\omega_K} dK, \tag{12}$$

Where  $\gamma_k$  ( $\omega_k$ ) is the imaginary (real) part of the frequency and characterizes the wave spectrum in k-space,

$$W = \int W_K dK. \tag{13}$$

After equating expressions (12) and (13), we find that

$$v_{eff} \approx \frac{1}{m_i n_{iM} u} \left| \int W_K \gamma_K \frac{K}{\omega_K} dK \right|.$$
 (14)

Thus, knowing  $\gamma_k$  and  $\omega_k$ , we need to determine  $v_{\it eff}$  to find  $W_k$ . To this end, we need to analyze the nonlinear processes.

Knowledge of the value  $v_{eff}$  allows us to determine the plasma conductivity and the characteristic electric fields arising upon wave propagation, as well as to write the hydrodynamic equations for ions with allowance for turbulent plasma heating. The condition under which the dissipative effects caused by turbulent plasma heating dominate over those caused by the interaction of electrons and ions with dust grains has the form

$$v_{eff} \gg \tilde{v},$$
 (15)

Where  $\tilde{\nu}$  characterizes the dissipative processes caused by the interaction of plasma particles with the charged dust grains in the hydrodynamic equation for ions describing the transfer of momentum. In the case of negatively charged dust grains, the expression for  $\tilde{\nu}$  takes the form (Popel et al., 2004)

$$\tilde{v} = v_q \frac{z_d n_d / n_e}{\left[1 + z_d n_d / n_e\right] \left[1 + T_i / T_e + z\right]} \left[1 + \frac{4T_i / T_e}{3z} + \frac{2z}{3T_i / T_e} \Lambda\right], \tag{16}$$

where  $v_a$  is the frequency of the dust grain charging given by

$$v_q = \frac{\omega_{pi}^2 a \left[ 1 + T_i / T_e + z \right]}{\sqrt{2\pi} \cdot v_{Ti}},\tag{17}$$

 $z=Z_d e^2 / a T_e$ ,  $\Lambda=\ln \left(\lambda_{Di}/\max\{a,b\}\right)$  is the Coulomb logarithm,  $\lambda_{Di}$  is the ion Debye length, and  $b\approx Z_D e^2 / T_i$ . When dust grains are charged positively, the dissipative processes caused by the interaction of positively charged ions with charged grains are substantially weaker than in the case of negatively charged dust grains (Popel et al., 2001), i.e., the value of  $\tilde{v}$  in this situation is much smaller than that determined by formula (16).

Due to hydrodynamic instability, the lower-hybrid waves are excited and this case should be studied in terms of strong turbulence. Also, the existing theories of strong turbulence can be used only for estimates. This estimate can be presented for the hydrodynamic instability under consideration as follows.

From expressions (14) and (10), we obtain that

$$v_{eff} \sim \frac{1}{m_i n_{iM} \mathbf{u}} \cdot \frac{\omega_{pd}^{2/3} \omega_{LH}^{1/3} (\cos \alpha)}{\left(1 + \omega_{pe(ph)}^2 / \omega_{Be}^2\right)^{1/3}} \cdot \frac{W}{\left[\omega_{LH} (\cos \alpha) / \varkappa\right]_{ch}},\tag{18}$$

where  $\left[\omega_{LH}(\cos\alpha)/\varkappa\right]_{ch}$  is the characteristic value of  $\omega_{LH}(\cos\alpha)/k$  in the wave spectrum. The energy density of the oscillations satisfies the relation  $W\lesssim \varepsilon_d$ , where  $\varepsilon_d$  is the kinetic energy density of dust grains.

According to the development of turbulent processes, the ion temperature grows faster than the temperature of dust grains. Making use the momentum and energy conservation laws, one can obtain the relation between the ion energy density  $\varepsilon_i$  and  $\varepsilon_d$  upon interaction of ions and dust grains with lower-hybrid waves. The work of the drag force  $F \approx -v_{off} m_i n_{iM} u$  is spent on the plasma ions heating,

$$\frac{d\varepsilon_i}{dt} \sim v_{eff} m_i n_{iM} u^2 \approx \int W_K \gamma_K \frac{(Ku)}{\omega_K} dK. \tag{19}$$

In the saturation state, which is achieved when the nonlinear effects limit the growth of instability, the momentum and energy of oscillations are transferred to charged dust grains. Thus, in the saturation state, the dust grains absorb the oscillation energy at the rate

$$\frac{d\varepsilon_d}{dt} \sim \int W_K \gamma_K \, dK. \tag{20}$$

Relations (19) and (20) yield

$$\frac{d\varepsilon_{i}}{dt} \sim \frac{\int W_{K} \gamma_{K} \frac{(Ku)}{\omega_{K}} dK}{\int W_{K} \gamma_{K} dK} \sim \frac{u}{\left[\omega_{LH}(\cos\alpha)/\varkappa\right]_{ch}}.$$
(21)

Using relation (21), we find the following estimate for  $\varepsilon_d$ :

$$\varepsilon_d \sim \frac{\varepsilon_i}{\mathbf{u}} \left[ \frac{\omega_{LH}(\cos \alpha)}{\varkappa} \right]_{ch}. \tag{22}$$

Substituting  $\varepsilon_d$  for W into (18) and using  $\varepsilon_i \sim m_i n_{iM} v_{TiM}^2 / 2$ , where  $v_{TiM}$  is the magnetosphere ion thermal velocity, we find

$$v_{eff} \sim \frac{\omega_{pd}^{2/3} \omega_{LH}^{1/3}(\cos \alpha)}{\left(1 + \omega_{pe(ph)}^2 / \omega_{Be}^2\right)^{1/3}} \cdot \frac{v_{TiM}^2}{\mathbf{u}^2}.$$
 (23)

Under the conditions corresponding to the magnetic transition and/or boundary layers of the magnetosphere ( $|B| \sim 10^{-4}\,\mathrm{G}$ ,  $\cos\alpha \sim \omega_{piM}/\omega_{pe(ph)}$ ,  $a \sim 100\,\mathrm{nm}$ ,  $\mathbf{u} \sim 1\,\mathrm{km/s}$ ,  $|Z_d| \sim 10$ ,  $n_d \sim 10\,\mathrm{cm}^{-3}$ ,  $n_{iM} \sim 10\,\mathrm{cm}^{-3}$ ,  $m_d \sim 10^{-14}\,\mathrm{g}$ ,  $T_{iM} \sim 100\,\mathrm{eV}$ , and  $n_{e(ph)} \sim 10^2\,\mathrm{cm}^{-3}$ ), where lower-hybrid turbulence can develop due to hydrodynamic instability, condition (15) can easily be satisfied. Thus, in the situation under study, the effects caused by plasma heating prevail over those caused by the interaction of plasma ions with dust grains and the dissipative properties of the system in the equation for the ion momentum transfer are mainly determined by the frequency  $v_{eff}$ .

Using the condition  $eE \sim v_{eff} m_i u$ , we find that the characteristic electric field strength E arising in the dusty plasma due to the development of lower-hybrid turbulence is

$$E \sim \frac{\omega_{pd}^{2/3} \omega_{LH}^{1/3}(\cos \alpha)}{\left[1 + \omega_{pe(ph)}^2 / \omega_{Be}^2\right]^{1/3}} \cdot \frac{T_{iM}}{eu}.$$
 (24)

Calculations by formula (24) for  $|B| \sim 10^{-4}\,\mathrm{G}$ ,  $\cos\alpha \sim \omega_{piM}/\omega_{pe(ph)}$ ,  $a \sim 100\,\mathrm{nm}$ ,  $\mathbf{u} \sim 1\,\mathrm{km/s}$ ,  $|Z_d| \sim 10$ ,  $n_d \sim 10\,\mathrm{cm}^{-3}$ ,  $n_{iM} \sim 10\,\mathrm{cm}^{-3}$ ,  $m_d \sim 10^{-14}\,\mathrm{g}$ ,  $T_{iM} \sim 100\,\mathrm{eV}$ , and  $n_{e(ph)} \sim 10^2\,\mathrm{cm}^{-3}$  show that electric fields with an amplitude of  $E \sim 0.1\,\mathrm{V/m}$  can be induced in the dusty plasma system near the Moon in the presence of lower-hybrid turbulence. This value is somewhat lower than the field  $E \sim 1\,\mathrm{V/m}$  (Popel et al., 2013), excited near the lunar surface due to its charging in the interaction with solar radiation. However, the development of lower-hybrid turbulence which leads to excite the electric field has a significant effect on the electric field pattern above the lunar surface. This significant effect is due to the inverse relation of the arising electric field from the interaction of solar radiation with the lunar surface with altitude.

## CONCLUSIONS

In this work, we have discussed some processes related to the presence of magnetic fields which can be important in dusty plasmas at the Moon. One-fourth of the Moon's orbit lies within the Earth's magnetotail. The typical magnetic fields in the magnetotail are of the order of  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  G. The Moon possesses also regions of crustal magnetic fields, known as magnetic anomaly regions. We have described the lower-hybrid wave processes under interaction of the Earth's magnetotail with dusty plasma near the Moon's surface. The lower-hybrid waves can be excited in the regions of the transient and/or boundary magnetospheric layers. The instability develops due to the relative motion of magnetospheric ions and charged dust grains. Due to the relatively long growth time of the instability, well-developed lower-hybrid plasma turbulence has time to be established. We have found the effective collision frequency characterizing the anomalous loss of ion momentum due to ion-wave interaction, as well as the electric fields arising in the system. It is shown that the electric fields excited due to the development of lower-hybrid turbulence are somewhat weaker than those arising due to the charging of the lunar surface under the action of solar radiation. Nevertheless, they are quite significant to affect the electric field pattern above the Moon. The obtained effective collision frequencies should be taken into account when deriving hydrodynamic equations for dusty plasma ions with allowance for their turbulent heating.

Furthermore, in spite of rather long history of investigations of the lunar dusty plasma, there are unsolved problems concerning effects of magnetic fields. Here, we have outlined some of the problems, where the consideration of magnetic fields is of interest, which can be important for detailed study of the dusty plasmas at the Moon.

The wave motions (or any their manifestations) in the region of interaction of the Earth's magnetotail with the dusty plasma near the lunar surface can be detected by means of apparatuses that are planned to be installed on the Luna-25, Luna-26, and Luna-27 lunar modules. For instance, among the remote sensors installed on these spacecrafts, there will be a Langmuir probe capable of measuring local fluctuations of the plasma density and potential. On the other hand, the possibility of generation of wave motions in the near-surface lunar plasma should be taken into consideration when processing the current-voltage characteristic of the Langmuir probe and interpreting the observational data.

#### REFERENCES

- Asano Y., Shinohara I., Retinò A., Daly P. W., Kronberg E. A., Takada T., Nakamura R., Khotyaintsev Y. V., Vaivads A., Nagai T., Baumjohann W., Fazakerley A. N., Owen C. J., Miyashita Y., Lucek E. A., Rème H. Electron acceleration signatures in the magnetotail associated with substorms // J. Geophysical Research. 2010. V. 115. Iss. A5. 05215.
- Berezhnoy A. A., Velikodsky Y. I., Zubko E., Iten M., Lena R., Sposetti S., Tereshchenko A. A., Popel S. I., Feoktistova E. A., Golub' A. P. Detection of impact-produced dust clouds near the lunar terminator // Planetary and Space Science. 2019. V. 177. 104689.
- Buneman O. Dissipation of currents in ionized media // Physical Review. 1959. V. 115. Iss. 3. P. 503-517.
- Coleman P. J., Jr., Schubert G., Russell C. T., Sharp L. R. Satellite measurements of the moon's magnetic field: A preliminary report // Earth, Moon, and Planets. 1972. V. 4. Iss. 3–4. P. 419–424.
- Colwell J. E., Batiste S., Horányi M., Robertson S., Sture S. Lunar surface: Dust dynamics and regolith mechanics // Reviews. Geophysics. 2007. V. 45. Iss. 2. RG2006.
- *Dyal P., Parkin C. W., Daily W. D.* Magnetism and the interior of the Moon // Reviews of Geophysics and Space Physics. 1974. V. 12. Iss. 4. P. 568–591.
- Galeev A. A., Sagdeev R. Z. Nonlinear plasma theory // Reviews of Plasma Physics / ed. Leontovich M. A. V. 7. N. Y.: Consultants Bureau, 1979. P. 257.
- Harada Y. Interactions of Earth's Magnetotail Plasma with the Surface, Plasma, and Magnetic Anomalies of the Moon. Springer Japan, 2015. 111 p.
- *Hones E. W., Jr.* Magnetic reconnection in the earth's magnetotail // Australian J. Physics. 1985. V. 38. Iss. 6. P. 981–997.
- Horányi M., Sternovsky Z., Lankton M., Dumont C., Gagnard S., Gathright D., Gruen E., Hansen D., James D., Kempf S., Lamprecht B., Srama R., Szalay J. R., Wright G. The lunar dust experiment (LDEX) onboard the lunar atmosphere and dust environment explorer (LADEE) mission // Space Science Reviews. 2014. V. 185. Iss. 1–4. P. 93–113.
- *Izvekova Y. N.*, *Morozova T. I.*, *Popel S. I.* Interaction of the Earth's Magnetotail with Dusty Plasma near the Lunar Surface: Wave Processes and Turbulent Magnetic Reconnection // IEEE Trans. Plasma Science. 2018. V. 46. Iss. 4. P. 731–736.
- Kuznetsov I. A., Zakharov A. V., Dolnikov G. G., Lyash A. N., Afonin V. V., Popel S. I., Shashkova I. A., Borisov N. D. Lunar Dust: Properties and Investigation Techniques // Solar System Research. 2017. V. 51. P. 77–89.
- *Morozova T. I.*, *Kopnin S. I.*, *Popel S. I.* Wave processes in dusty plasma near the Moon's surface // Plasma Physics Reports. 2015. V. 41. Iss. 10. P. 799–807.
- Popel S. I., Morozova T. I. Wave processes during the interaction of the Earth's magnetotail with dusty plasma near the lunar surface // Plasma Physics Reports. 2017. V. 43. Iss. 5. P. 566–575.
- Popel S. I., Zelenyi L. M. Future lunar missions and investigation of dusty plasma processes on the Moon // J. Plasma Physics. 2013. V. 79. Iss. 4. P. 405–411.
- *Popel S. I.*, *Vladimirov S. V.*, *Tsytovich V. N.* Theory of modulational interactions in plasmas in the presence of an external magnetic field // Physics Reports. 1995. V. 259C. No. 6. P. 327–405.

- Popel S. I., Gisko A. A., Golub' A. P., Losseva T. V., Bingham R. Influence of electromagnetic radiation on the shock structure formation in complex plasmas // Plasma Physics Reports. 2001. V. 27. Iss. 9. P. 785–793.
- Popel S. I., Andreev S. N., Gisko A. A., Golub' A. P., Losseva T. V. Dissipative processes during the propagation of nonlinear dust ion-acoustic perturbations // Plasma Physics Reports. 2004. V. 30. Iss. 4. P. 284–289.
- Popel S. I., Kopnin S. I., Golub' A. P., Dol'nikov G. G., Zakharov A. V., Zelenyi L. M., Izvekova Y. N. Dusty plasma at the surface of the Moon // Solar System Research. 2013. V. 47. Iss. 6. P. 419–429.
- Popel S. I., Golub' A. P., Izvekova Y. N., Afonin V. V., Dol'nikov G. G., Zakharov A. V., Zelenyi L. M., Lisin E. A., Petrov O. F. On the distributions of photoelectrons over the illuminated part of the moon // J. Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters). 2014. V. 99. Iss. 3. P. 115–120.
- Popel S. I., Golub' A. P., Lisin E. A., Izvekova Y. N., Atamaniuk B., Dol'nikov G. G., Zakharov A. V., Zelenyi L. M. (2016a) Impacts of fast meteoroids and the separation of dust particles from the surface of the Moon // J. Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters). 2016. V. 103. Iss. 9. P. 563–567.
- *Popel S. I.*, *Zelenyi L. M.*, *Atamaniuk B.* (2016b) Dusty plasma in the region of the lunar terminator // Plasma Physics Reports. 2016. V. 42. Iss. 5. P. 543–548.
- *Popel S. I.*, *Golub' A. P.*, *Zelenyi L. M.*, *Horányi M.* Impacts of fast meteoroids and a plasma—dust cloud over the lunar surface // J. Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters). 2017. V. 105. Iss. 10. P. 635–640.
- Sternovsky Z., Chamberlin P., Horányi M., Robertson S., Wang X. Variability of the lunar photoelectron sheath and dust mobility due to solar activity // J. Geophysical Research. 2008. V. 113. Iss. A10. 10104.
- Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M. A dynamic fountain model for lunar dust // Advances in Space Research. 2006. V. 37. Iss. 1. P. 59–66.
- Tsytovich V. N. Lectures on Non-Linear Plasma Kinetics. Berlin: Springer-Verlag, 1995. 376 p.
- Vaverka J., Richterová I., Pavlů J., Šafránková J, Němeček Z. Lunar surface and dust grain potentials during the earth's magnetosphere crossing // Astrophysical J. 2016. V. 825. Iss. 2. 133. 10 p.
- *Walbridge E.* Lunar photoelectron layer // J. Geophysical Research. 1973. V. 78. Iss. 19. P. 3668–3687.
- Willis R. F., Anderegg M., Feuerbacher B., Fitton B. Photoemission and secondary electron emission from lunar surface material // Photon and Particle Interactions with Surfaces in Space / ed. Grard R. J. L. Dordrecht: D. Reidel, 1973. P. 389–401.

## НИЖНЕГИБРИДНЫЕ ВОЛНЫ В ЭКЗОСФЕРЕ ЛУНЫ

А.И.Кассем <sup>1,2</sup>, С.И.Попель <sup>3</sup>, Ю.Н.Извекова <sup>3</sup>, Л.М.Зеленый <sup>1,3</sup>

- <sup>1</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (МФТИ), Долгопрудный, Московская обл., Россия
- <sup>2</sup> Ель-Мансурский университет, Мансура, Египет
- <sup>3</sup> Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН), Москва, Россия

Представлено описание волновых процессов при взаимодействии хвоста магнитосферы Земли с запыленной экзосферой Луны. Показано, что существенными при этом являются нижнегибридные волны, которые возбуждаются в результате развития линейной гидродинамической неустойчивости. Развитие неустойчивости обусловлено относительным движением ионов магнитосферы и заряженных пылевых частиц. Исследованы

процессы развития нижнегибридной турбулентности, которая рассматривается с позиций сильной турбулентности. Определены значения эффективной частоты столкновений, обусловленной взаимодействием типа ион-волна и характеризующей потерю импульса ионов. Проведена оценка возникающих в системе электрических полей. Оказывается, что при развитии нижнегибридной турбулентности в плазменно-пылевой системе у Луны могут возбуждаться электрические поля, несколько меньшие электрических полей у поверхности Луны, возникающих в процессе зарядки ее поверхности при взаимодействии Луны с солнечным излучением, но тем не менее вполне значимые для установления адекватной картины электрических полей над Луной. Эффекты нижнегибридной турбулентности в пылевой плазме у поверхности Луны должны учитываться при интерпретации данных наблюдений.

*Ключевые* слова: пылевая плазма, Луна, будущие лунные миссии, неустойчивости, нижнегибридная турбулентность

Кассем Аттия Ибрахем Кассем — аспирант МФТИ, kassem.ai@phystech.edu Попель Сергей Игоревич — заведующий лабораторией, профессор МФТИ, профессор НИУ ВШЭ, д-р физ.-мат. наук, профессор, popel@iki.rssi.ru

**Извекова** Юлия Николаевна — старший научный сотрудник, канд. физ.-мат наук, besedina yn@mail.ru

Зеленый Лев Матвеевич — научный руководитель ИКИ РАН, зав. кафедрой МФТИ, зав. кафедрой НИУ ВШЭ, д-р физ.-мат. наук, академик РАН, профессор, lzelenyi@iki.rssi.ru

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ ОБЛУЧЁННЫХ ОБРАЗЦОВ ЗАЩИТНЫХ СТЁКОЛ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ

## Е. С. Колонтаева

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (МГТУ им. Н.Э. Баумана), Москва, Россия

Изучены радиационно-стимулированные изменения защитных покрытий солнечных батарей космических аппаратов под действием протонов с энергией 20 кэВ. Облучение проводилось в вакууме  $10^{-4}$  Па при плотности потока частиц  $\phi_p = 6 \cdot 10^{10}$  см $^{-2} \cdot \mathrm{c}^{-1}$ , флюенс частиц ( $\Phi_p$ ) варьировался в диапазоне  $10^{14} - 10^{16}$  см $^{-2}$ . Исследования поверхностей исходных и облучённых пластин из стекла K-208 методами атомно-силовой микроскопии показали, что при протонном облучении в приповерхностном слое образуются газонаполненные пузырьки. Разрушение газонаполненных пузырьков в экспериментах наблюдалось при флюенсах облучения  $\Phi_p \geqslant 7,0$  см $^{-2}$ . Установлено, что основные изменения спектров отражения пластин K-208 при протонном облучении указанными флюенсами происходят в диапазоне длин волн 200-550 нм.

Ключевые слова: протонное облучение, газонаполненные пузырьки, стекло К-208

## **ВВЕДЕНИЕ**

Развитие космонавтики требует создания новых поколений космических аппаратов (КА) со сроком активного существования до 15 лет и выше, способных решать широкий спектр меняющихся задач. Многофункциональность и возрастающая сложность космической техники в сочетании с длительным сроком службы предъявляют жёсткие требования к надёжности как отдельных систем, так и создаваемого изделия в целом. В частности, с ростом энерговооружённости КА и увеличением срока их службы ужесточились требования к ресурсной оценке деградации солнечных батарей. Воздействие на КА горячей магнитосферной плазмой (ГМП), особенно в период геомагнитных бурь, сопровождается рядом явлений, негативно влияющих на их функционирование (Ferguson et al., 2013; Messenger et al., 2014; Toyoda et al., 2005). Так, появление радиационных центров окраски и развитие электростатических разрядов (ЭСР) приводят к деградации оптических свойств покровных стёкол солнечных батарей и, как следствие, к спаду мощности фотопреобразователей.

При облучении стекла могут изменяться его состав (Gedeon et al., 2000; Jurek et al., 1998; Wang et al., 2016), морфология облучаемой поверхности (Хасаншин и др., 2017; Khasanshin., Novikov, 2016; Kowalski, Wilk, 1997), микроструктура стекла и его плотность (Gavenda et al., 2014; Norris, Eernisse, 1974), формироваться газонаполненные пузырьки (Chen et al., 2013; Ollier et al., 2006), а также происходить другие, часто взаимосвязанные, процессы. Например, аккумулирование инжектированного в стекло заряда и ЭСР (Хасаншин и др., 2015а, 6; Chen et al., 2013).

Взаимодействие электронного излучения со стеклом изучено более подробно, чем протонного или комбинированного электронно-протонного, поэтому в данной работе внимание будет уделено исследованию результатов влияния на модельное боросиликатное стекло протонного воздействия. В качестве модельного стекла выбрано защитное покрытие солнечных батарей космических аппаратов на основе стекла К-208. Энергия воздействующих на него частиц соответствует характерной энергии компонентов ГМП.

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В экспериментах использовались образцы в виде квадратных пластин 40×40 мм толщиной 170±1 мкм. Стеклянные пластины получают вытягиванием через валки из расплава стекла К-208, имеющего следующий состав (мол. %): SiO<sub>2</sub> (69,5); CeO<sub>2</sub> (2,0); B<sub>2</sub>O<sub>2</sub> (11,93); K<sub>2</sub>O (6,25); Na<sub>2</sub>O (10,33) (Свечкин и др., 2017). Различные оксиды в состав силикатного стекла вводят для придания ему необходимых свойств. Так, добавление Na<sub>2</sub>O снижает температуру варки, ускоряет процесс стеклования и способствует осветлению стекла, а для снижения склонности стекла к кристаллизации, улучшения светопропускания и придания ему блеска вводят  $K_2O$ .

Для контроля изменения коэффициента отражения на одну из поверхностей образцов методом магнетронного напыления последовательно нанесены слои серебра толщиной около 0,1 мкм.

Образцы металлизированной стороной прикрепляли к полированной поверхности металлического термостатированного столика автоматизированного стенда УВ-1/2 АО «Композит». Облучение протонами проводилось при следующих условиях:

- давление в вакуумной камере  $10^{-4}$  Па;
- энергия протонов  $E_0 = 20$  кэВ; плотность поток протонов  $6,0\cdot10^{10}$  с $^{-1}\cdot$ см $^{-2}$ ; флюенс протонов  $1,3-7,8\cdot10^{15}$  см $^{-2}$ ;
- температура столика составляла 22±1 °C.

Поверхности исходных и облучённых образцов исследовали с помощью атомно-силового микроскопа (ACM) Solver P47 – Multi – Technique SPM производства NT-MDT (Россия) с использованием полуконтактной атомно-силовой моды. Спектральные коэффициенты отражения образцов в диапазоне длин волн 200-2500 нм регистрировались с помощью двухлучевого спектрофотометра Cary-500.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Протоны и электроны с энергиями, характерными для ГМП, при взаимодействии со стеклом расходуют энергию на ионизацию атомов и возбуждение электронной подсистемы, что ведёт в конечном итоге к их термализации и захвату соответствующими ловушками. Так, в случае электронного облучения на тормозное излучение расходуется около 0,1 % начальной энергии частицы. При нормальном падении глубина проникновения протонов и электронов с энергией  $E_0 = 20$  кэВ в образцы K-208, рассчитанная методом Монте-Карло, составляет около 0,38 и 12 мкм соответственно. Следовательно, в тонком приповерхностном слое образцов формируется область локализации положительного или отрицательного заряда, создающего электрическое поле, которое индуцирует на поверхности серебряной плёнки отрицательный или положительный заряд.

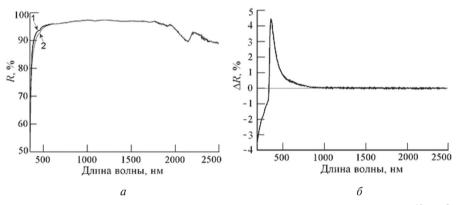
Непрерывность сетки щелочно-силикатного стекла нарушена из-за наличия в её структуре концевых группировок ≡SiO<sup>-</sup>...Na<sup>+</sup>(K<sup>+</sup>) с атомами немостикового кислорода в середине, схема появления которых при введении в стекло Na<sub>2</sub>O показана на рис. 1 (см. с. 63).

Известно, что инжектированные и генерируемые в облучаемом стекле носители зарядов мигрируют и локализуются на соответствующих ловушках, что приводит к образованию электронных и дырочных центров окраски. Следует отметить, что в стекле К-208 локализованные состояния устроены следующим

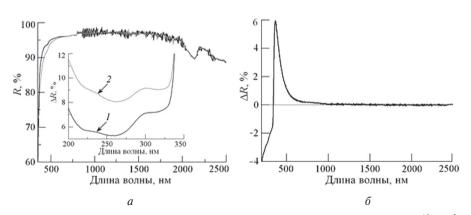
образом. Вблизи потолка валентной зоны они сформированы орбиталями немостикового кислорода, а вблизи дна зоны проводимости — орбиталями натрия и калия.

Рис. 1. Схема образования немостиковых атомов кислорода

Радиационно-стимулированные изменения спектра отражения пластин K-208 фиксировались с использованием двухлучевого спектрофотометра. Из сравнительного анализа спектров отражения  $R(\lambda)$  исходных и облучённых образцов, приведённых на рис. 2 и 3 видно, что основные изменения спектров  $\Delta R(\lambda)$  происходят в диапазоне длин волн 200—550 нм.



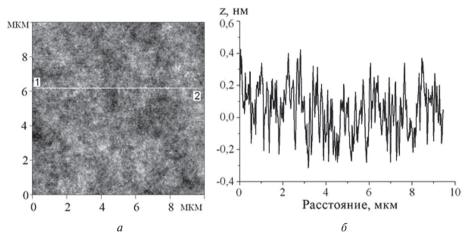
**Рис. 2.** Влияние протонного облучения на спектр отражения образца ( $\phi_p = 6.0 \cdot 10^{10} \ \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{c}^{-1}$ ,  $\Phi_p = 3.8 \cdot 10^{15} \ \mathrm{cm}^{-2}$ ): a — спектры отражения исходного (1) и облучённого (2) образца;  $\delta$  — разница спектров исходного и облучённого образца



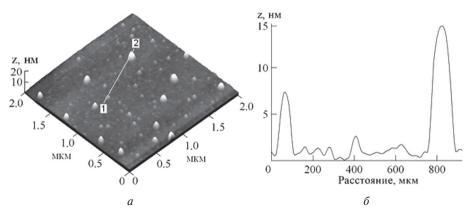
**Рис. 3.** Влияние протонного облучения на спектр отражения образца ( $\phi_p = 7.0 \cdot 10^{10} \ \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{c}^{-1}$ ,  $\Phi_p = 7.0 \cdot 10^{15} \ \mathrm{cm}^{-2}$ ): a — спектры отражения исходного (1) и облучённого (2) образца;  $\delta$  — разница спектров исходного и облучённого образца

Так, начиная с флюенса облучения  $\Phi_p = 3,8\cdot10^{15}\,\mathrm{cm}^{-2}$ , происходят заметные изменения спектров отражения образцов в диапазоне длин волн 200—550 нм. При этом отражательная способность стекла в диапазоне 200—340 нм возрастает, что связано с уплотнением и, как следствие, с увеличением показателя преломления стекла в облучаемом слое. Снижение отражательной способности образцов в диапазоне 340—550 нм в основном обусловлено накоплением в стекле радиационных центров окраски.

Незначительные изменения отражательной способности стекла после облучения подтверждают стойкость стекла K-208 к воздействию протонов ГМП. Следует отметить, что повышенная радиационно-оптическая стойкость K-208 обеспечивается добавлением в его состав церия (Ce) — элемента переменной валентности, который в одной своей валентной форме —  $Ce^{3+}$  — становится ловушкой для дырок, а в другой —  $Ce^{4+}$  — для электронов. Следует отметить, что, будучи активными конкурентами существующим в стекле ловушкам носителей зарядов, ионы церия ни в одном из состояний не поглощают свет в видимой части спектра.

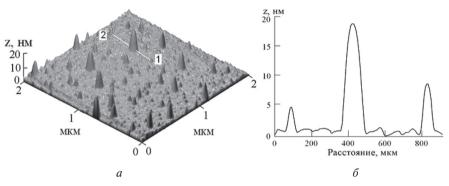


**Рис. 4.** АСМ-изображение исходного образца K-208: a- 2D-изображение фрагмента поверхности; b- сечение фрагмента вдоль линии «1-2»

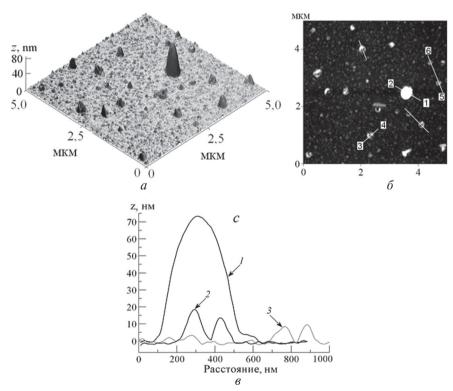


**Рис. 5.** АСМ-изображение облучённого образца ( $\phi_p = 6,0\cdot10^{10}~{\rm cm}^{-2}\cdot{\rm c}^{-1},~\Phi_p = 1,3\cdot10^{15}~{\rm cm}^{-2}$ ):  $a-3{\rm D}$ -изображение фрагмента поверхности;  $\delta$  — сечение фрагмента вдоль линии «1-2»

Рассмотрим, каким образом изменяется структура поверхности образцов при протонном облучении. Для сравнительного анализа на рис. 4 (см. с. 64) представлено АСМ-изображение исходного стекла образца K-208. На этом рисунке видно, что шероховатость поверхности пластин стекла K-208, полученного вытягиванием из расплава, не превышает 1 нм (см. рис. 3*a*), что оправдывает выбор пластин стекла этой марки в качестве модельного для изучения радиационно-стимулированных изменений структуры облучённой поверхности.



**Рис. 6.** АСМ-изображение облучённого образца ( $\phi_p = 6.0 \cdot 10^{10} \, \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{c}^{-1}, \, \Phi_p = 3.9 \cdot 10^{15} \, \mathrm{cm}^{-2}$ ): a - 3D-изображение фрагмента поверхности;  $\sigma$  — сечение фрагмента вдоль линии «1—2»



**Рис. 7.** АСМ-изображение облучённого образца ( $\phi_p = 6,0\cdot10^{10}~\text{см}^{-2}\cdot\text{c}^{-1},~\Phi_p = 7,8\cdot10^{15}~\text{см}^{-2}$ ):  $a, \, \delta = 3\text{D-}$  и 2D-изображения фрагмента поверхности; s = 60 сечения кадра s = 61, «3–4» (2) и «5–6» (3)

Образование на поверхности облучённого стекла микровыступов — газонаполненных пузырьков, наблюдалось при значении  $\Phi_p \approx 10^{15} \, \mathrm{cm}^{-2}$ . В качестве примера на рис. 5 (см. с. 64) показано ACM-изображение фрагмента  $2.0\times2.0$  мкм образца стекла, облучённого флюенсом  $\Phi_p = 1.3\cdot10^{15} \, \mathrm{cm}^{-2}$ . На этом рисунке видно, что на поверхности такого стекла имеются микровыступы высотой от 1 до 15 нм (см. рис.  $5\delta$ ).

С ростом флюенса облучения до  $\Phi_p = 3.9 \cdot 10^{15} \, \mathrm{cm}^{-2}$  проявляются существенные количественные изменения в структуре поверхности образцов (рис. 6, см. с. 65) по сравнению со случаем, показанным на рис. 5. Так, средняя высота микровыступов достигает 10 нм, а диаметр их основания составляет около 100 нм.

При дальнейшем увеличении флюенса облучения до значения  $\Phi_p = 7.8 \cdot 10^{15} \, \mathrm{cm}^{-2}$  на поверхности стекла появляются структуры, по форме представляющие собой «кратеры» (рис. 7a, см. с. 65). Их образование может быть связано с разрушением газонаполненного пузырька. Примечательно при этом, что на поверхности стекла помимо «кратеров» имеется микровыступ с диаметром основания порядка  $400 \, \mathrm{hm}$  и высотой  $73 \, \mathrm{hm}$  (см. рис. 7a, 8).

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Экспериментально установлено, что облучение пластин стекла K-208 в вакууме  $10^{-4}$  Па протонами с энергией  $E_p=20$  кэВ при плотности потока частиц  $\phi_p=6,0\cdot 10^{10}\,\mathrm{cm^{-2}\cdot c^{-1}}$  и варьировании значений флюенса в диапазоне  $\Phi_p=(1,3-7,8)\cdot 10^{15}\,\mathrm{cm^{-2}}$  приводит к появлению на поверхности образцов газонаполненных пузырьков, линейные размеры которых растут с увеличением флюенса. Несмотря на то, что посредством спектроскопии комбинационного рассеяния в образцах, облучённых флюенсом  $7,8\cdot 10^{15}\,\mathrm{cm^{-2}}$ , зафиксировано наличие молекулярного кислорода, в спектре комбинационного рассеяния наблюдается полоса  $1550\,\mathrm{cm^{-1}}$ , соответствующая колебательным модам растяжения молекул  $O_2$ , вопрос о наполнении микровыступов всё ещё остаётся без однозначного ответа. Это связано с тем, что наличие молекулярного водорода в стекле зафиксировать не удаётся.

Результаты измерений спектральных коэффициентов отражения образцов в диапазоне длин волн 200—2500 нм показали, что появление на поверхности стекла микроструктур при облучении указанными флюенсами протонов не оказывает значительного влияния на его оптические свойства. Увеличение коэффициента отражения облучённых образцов в диапазоне длин волн 200—340 нм связано с уплотнением облучённого слоя и, как следствие, с ростом коэффициента преломления. Незначительное снижение спектра отражения в диапазоне длин волн 340—550 нм связано с накоплением в стекле радиационных центров окраски.

## **ЛИТЕРАТУРА**

Свечкин В. П., Савельев А. А., Соколова С. П. и др. Терморегулирующее покрытие К-208Ср. Технология получения, свойства и их изменения в процессе эксплуатации при воздействии факторов космического пространства // Космич. техника и технологии. 2017. № 2(17). С. 99—107.

*Хасаншин Р.Х.*, *Новиков Л. С.*, *Гаценко Л. С.* и др. (2015а) Электроразрядные процессы при облучении стекол K-208 и CMG электронами с энергией в диапазоне от 10 до 40 кэВ // Перспективные материалы. 2015. № 1. С. 22-30.

- Хасаншин Р. Х., Новиков Л. С., Коровин С. Б. (2015б) Исследования электростатических разрядов при облучении стекла К-208 электронами // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исслед. 2015. № 1. С. 88—93.
- Хасаншин Р.Х., Новиков Л. С., Коровин С. Б. Особенности структурных изменений поверхности стекла К-208 при электронно-протонном облучении // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исслед. 2017. № 9. С. 28—34.
- Chen L., Wang T.S., Zhang G. F. et al. XPS and Raman studies of electron irradiated sodium silicate glass // Chinese Physics B. 2013. V. 22. No. 12. P. 126101.
- Ferguson D. C., Wimberly S. C. The Best GEO Daytime Spacecraft Charging Index // 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace. 2013. P. AIAA 2013–0810.
- Gavenda T., Gedeon O., Jurek K. Volume changes in glass induced by an electron beam // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2014. V. 322. P. 7–12.
- Gedeon O., Hulinsky V., Jurek K. Microanalysis of glass containing alkali ions // Mikrochimica Acta. 2000. V. 132. Iss. 2–4. P. 505–510.
- Jurek K., Gedeon O., Hulinsky V. Potassium migration in silica glass during electron beam irradiation // Mikrochimica Acta Supplement. 1998. V. 15. P. 269–272.
- Khasanshin R. H., Novikov L. S. Structural changes of surfaces of spacecraft solar array protective glasses being irradiated by 20-keV electrons // Advances in Space Research. 2016. V. 57. No. 10. P. 2187–2195.
- Kowalski Z. W., Wilk J. Ion-beam bombardment modification of surfaces // Euromat 97 Proc. 5<sup>th</sup> European Conf. Advanced Materials and Processes and Applications: Materials, Functionality and Design. Maastricht, the Netherlands. Surface engineering and functional materials. 1997. V. 3. P. 79–84.
- Messenger S. R., Wong F., Hoang B. et al. Low-thrust geostationary transfer orbit (LT2GEO) radiation environment and associated solar array degradation modeling and ground testing // IEEE Trans. Nuclear Science. 2014. V. 61. No. 6. P. 3348–3355.
- Norris C. B., Eernisse E. P. Ionization dilatation effects in fused silica from 2 to 18 Kev electron-irradiation // J. Applied Physics. 1974. V. 45. Iss. 9. P. 3876–3882.
- Ollier N., Rizza G., Boizot B. et al. Effects of temperature and flux on oxygen bubble formation in Li borosilicate glass under electron beam irradiation // J. Applied Physics. 2006. V. 99. Iss. 7. P. 073511–073511.6.
- *Toyoda K.*, *Okumura T.*, *Hosoda S.* et al. Degradation of high voltage solar array due to arcing in LEO plasma environment // J. Spacecraft and Rockets. 2005. V. 42. No. 5. P. 947–953.
- Wang Q., Geng H., Sun Ch. et al. Radiation effects on optical and structural properties of GG17 glasses induced by 170-keV electrons and protons // J. Applied Physics. 2016. V. 119. P. 023103.

## STUDY OF SURFACES OF IRRADIATED SAMPLES OF SOLAR CELL SAFETY GLASSES

#### E. S. Kolontaeva

Bauman Moscow State Technical University (BMSTU), Moscow, Russia

Radiation-stimulated changes in the protective coatings of solar cells of spacecraft under the action of protons with energies of 20 Kev were studied. Irradiation was carried out in a vacuum of  $10^{-4}$  Pa at a particle flux density  $\phi_r = 6\cdot 10^{10}$  cm $^{-2}\cdot s^{-1}$ , the particle fluence  $(\Phi_r)$  varied in the range  $10^{14}-10^{16}$  cm $^{-2}$ . Studies of the surfaces of the initial and irradiated plates made of K-208 glass using atomic force microscopy showed that gas-filled bubbles are formed in the near-surface layer under proton irradiation. Destruction of gas-filled bubbles in experiments was observed at fluences

of irradiation  $\Phi_r \geqslant 7.0~{\rm cm}^{-2}$ . It was found that the main changes in the reflection spectra of K-208 plates under proton irradiation with these fluences occur in the wavelength range 200–550 nm. *Keywords:* proton irradiation, gass-filled bubbles, glass K-208

Kolontaeva Eva Sergeevna — bachelor, eskolontaeva@icloud.com

## НЕЙТРИННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В СВЕРХНОВОЙ С КОЛЛАПСОМ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТИ

## **F. A. Коптяева**

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова (ЯрГУ им. П. Г. Демидова), Ярославль, Россия

В работе проанализированы численные данные по моделированию углового распределения нейтрино в условиях сверхновой звезды с коллапсом центральной части. Показано, что оно может быть приближено однопараметрической функцией гауссового типа. Получено, что его ширина падает с расстояние по закону, близкому к квадратичному. Показано, что предложенное приближение описывает более 90 % всех нейтрино в сверхновой, и, следовательно, может служить хорошим аналитическим приближением расчётных данных.

*Ключевые слова:* сверхновая с коллапсом центральной части, нейтринное излучение, угловое распределение

## **ВВЕДЕНИЕ**

Сверхновые звёзды с коллапсом центральной части уже долгое время остаются важной частью современной астрофизики. Несмотря на существенный прогресс в численном моделировании данного явления, окончательного ответа о природе успешного взрыва коллапсирующих звёзд пока нет. Тем не менее, надёжно установлено, что в большинстве сценариев доминирующую роль в этом процессе играет нейтринное излучение, а без его участия успешный взрыв сверхновой невозможен. Исключением, возможно, являются лишь магниторотационные модели взрыва, где основным фактором является генерация сильного магнитного поля в сверхновой. Однако и в этих моделях нейтринное излучение может играть существенную роль.

Важным фактором является то, что коллапсирующая сверхновая лишь частично прозрачна для нейтринного излучения. Поэтому описание распространения нейтрино в этих объектах требует самосогласованного с гидродинамикой решения уравнения их переноса. До сих пор это остаётся весьма сложной и ресурсоёмкой задачей, несмотря на различные используемые приближения. Ввиду сложности задачи, расчёт распространения нейтрино в сверхновой включает лишь основные процессы их взаимодействия со средой. Поэтому многие аспекты нейтринной физики сверхновых остаются не включёнными в моделирование взрыва. Таким образом, важной задачей является оценка влияния такого рода эффектов на динамику сверхновой без непосредственного включения их в самосогласованное моделирование. Такая оценка для процессов с участием нейтрино может быть проведена, если известна их локальная неравновесная функция распределения.

## ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРИНО В СВЕРХНОВОЙ

Одним из универсальных способов описания нейтринного излучения в сверхновой является подход на основе их одночастичной функции распределения. Вследствие частичной прозрачности среды для нейтрино, она является неравновесной и может быть найдена из решения уравнения Больцмана. В условиях

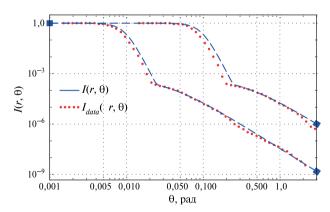
сверхновой данное уравнение решается только численно, что существенно затрудняет использование полученных результатов для других задач. Таким образом, важным является нахождения аналитических приближений для результатов численного моделирования функции распределения нейтрино в сверхновой.

В наиболее простом случае сферически-симметричного распространения нейтрино их локальная функция распределения в каждый момент времени зависит лишь от двух переменных. Например, это может быть энергия нейтрино ε и угол между их импульсом и радиальным направлением θ. Как правило, в сферически-симметричном случае также предполагается, что распределения нейтрино по энергии и углам являются независимыми. Это позволяет дополнительно упростить задачу. Отметим, что спектральное распределение нейтрино в сверхновой существенно более изучено, чем угловое. В частности, для распределения по энергии были найдены два варианта аналитического приближения, впервые предложенные в работах (Janka, Hillebrandt, 1989; Keil et al., 2003).

Исследование углового распределения нейтрино в сверхновой представлено в литературе существенно менее значимо. Аналитическое приближение для него было найдено лишь в работе (*Sarikas* et al., 2012), где оно проиллюстрировано на численных данных моделирования взрыва предсверхновой с массой 15 солнечных масс. Для нормированного углового распределения в данной работе было предложено следующее выражение:

$$I_{fit}(\theta) = \left[ \left( \frac{0,9994}{\left( 1 + \left( \frac{\theta}{0,0029} \right)^{4.5} \right)^2} \right)^5 + \left( \frac{0,0006}{\left( 1 + \left( \frac{\theta}{0,01} \right)^{1.43} \right)^2} \right)^5 \right]^{1/5}, \tag{1}$$

которое соответствует точке сверхновой на расстоянии  $r = 10^4$  км от её центра в момент времени t = 0.28 с после формирования ударной волны.



**Рис. 1.** График сравнения  $I_{data}(r, \theta)$  и  $I(r, \theta)$  для расстояний 300, 3000 км (справа налево)

Данное выражение, по мнению авторов, может быть масштабировано на другие расстояния следующим образом:

$$I(r,\theta) \propto I_{fit} \left[ \theta r / 10^4 \text{ km} \right].$$
 (2)

Для проверки предложенного в статье (Sarikas et al., 2012) приближения углового распределения были оцифрованы результаты их численного моделирования  $I_{data}(r,\theta)$ , представленные в той же работе. Результаты сравнения анали-

тического приближения и численных данных приводятся на рис. 1 (см. с. 70). Как видно из графика, точность аналитического приближения (2) существенно снижается при приближении к центральной части сверхновой, особенно в области малых углов. Ещё одним недостатком данной функции стала её достаточная сложность в смысле последующего интегрирования. Данные факты послужили причиной поиска более простого и точного при малых углах  $\theta$  приближения углового распределения нейтрино в сверхновой.

## УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРИНО ПРИ МАЛЫХ УГЛАХ

Как видно на рис. 1, нормированное угловое распределение нейтрино  $I(r, \theta)$  близко к единице лишь в некоторой окрестности малых углов  $\theta$ . Причём диапазон углов, где функция  $I(r, \theta)$  остаётся не подавленной, уменьшается с увеличением расстояния r. Данный факт обусловлен тем, что непрозрачной для нейтрино является лишь внутренняя часть сверхновой, где их распределение по углам близко к изотропному. В наружных частях взаимодействие нейтрино со средой становится несущественным, а их распространение всё более радиальным. Поэтому в большинстве задач нейтринной физики сверхновых важно точное приближение именно этой части распределения нейтрино, дающей интегрально, как правило, основной вклад во все величины.

Далее в работе вместо угла  $\theta$  используется переменная  $y=1-\cos\theta$ , которая является более предпочтительной в смысле дальнейшего интегрирования. Кроме того, анализ поведения углового распределения нейтрино проводится по аналитическому приближению (2) в новой переменной:  $J(r,y)=I(r,\arccos(1-y))$ . Затем полученные выводы проверяются на оцифрованных из работы (Sarikas et al., 2012) численных данных  $J_{data}(r,y)$ .

Данный подход оказался единственно возможным, так как оцифрованные данные являются не очень точными и приведены в работе (Sarikas et al., 2012) лишь для четырёх значений расстояния r: 300, 1000, 3000 и 10 000 км.

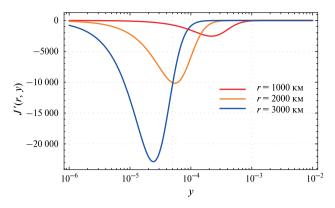
Отметим, что функция J(r, y) при малых значениях y имеет поведение аналогичное  $I(r, \theta)$ , т.е. монотонно убывает и не имеет каких либо особенностей. Это делает проблематичным выбор аналитической функции для её приближения. Однако, как показал анализ, такой особенностью обладает её производная J'(r, y). Как показано на рис. 2 (см. с. 72), она имеет чётко выраженный минимум. Хорошим приближением производной вблизи минимума оказалась функция  $J'(r, y) \propto y \cdot \exp[-(A(r)y)^2]$ . Таким образом, само угловое распределение в этой области может быть приближено Гауссовой функцией вида:

$$\Phi(r, y) = \exp\left[-\left(A(r)y\right)^2\right]. \tag{3}$$

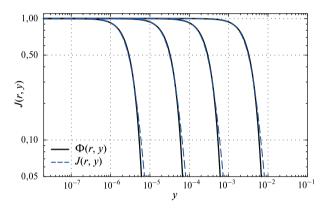
Как видно из графика, функция  $\Phi(r,y)$  хорошо приближает угловое распределение нейтрино в области малых значений y. Приближение является достаточно точным при  $J(r,y) \geqslant 0,2$ , максимальное относительное отклонение приходится на границу этой области, практически не зависит от расстояния и составляет  $\sim 0,15$ . Результат такого приближения приведён на рис. 3 (см. с. 72) для расстояний 300, 1000, 3000, и 10 000 км.

Анализ поведения параметра A(r) показал, что он с большой точностью подчиняется квадратичному закону:

$$A(r) \approx A_J(r) = \left(\frac{r}{R_J}\right)^2. \tag{4}$$

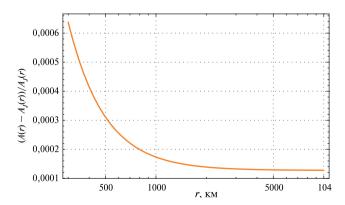


**Рис. 2.** График производной функции J'(r, y)



**Рис. 3.** Графики функций J(r, y) и  $\Phi(r, y)$  для расстояний 300, 1000, 3000, и 10 000 км (справа налево)

Относительное отклонение от него при значении параметра  $R_J = 18,62$  км приведено на рис. 4.



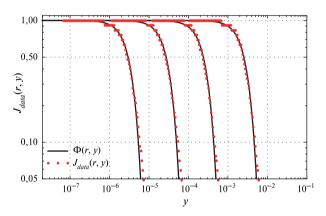
**Рис. 4.** Относительное отклонение A(r) от квадратичного закона при  $R_J = 18,62$  км

Как видно из графика, относительная ошибка такого приближения не превышает сотой доли процента. Отметим, что параметр A(r) может быть получен и из значения производной J'(r, y) в точке минимума:

$$A(r) \approx A_{dJ}(r) = -\frac{e^{1/2}}{\sqrt{2}}J'(r, y_{\min}) \approx \left[\frac{r}{R_{dJ}}\right]^2,$$
 (5)

которое также хорошо приближается квадратичным законом. Однако в данном способе значение нормировочного радиуса в квадратичном законе получается чуть меньше:  $R_{dJ} = 18,37$  км. Таким образом, получение параметра A(r) через производную J'(r,y) в точке минимума хотя и является более простым, однако данный метод даёт заниженные значения параметра A(r) и хуже приближает функцию J(r,y).

Полученные на аналитической функции J(r, y) выводы были проверены на оцифрованных  $J_{data}(r, y)$  из работы (Sarikas et al., 2012). Результат их приближения гауссовой функцией (3) приведён на рис. 5, а соответствующие параметры A(r) в таблице. Как видно из графика, в пределах ошибок оцифровки данное приближение также хорошо работает, как и в случае аналитической функции J(r, y) (см. рис. 3).



**Рис. 5.** График функций  $J_{data}(r,y)$  и  $\Phi(r,y)$  для расстояний 300, 1000, 3000, и 10 000 км (справа налево)

Анализ поведения параметра  $A_{data}(r)$  показал, что он плохо описывается квадратичной функцией даже для полученных четырёх значений. Тем не менее его рост может быть приближен степенной функцией с показателем близким к двойке.

· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·					
<i>r</i> , км	300	1000	3000	10 000	
A $(r)$	328.38	3490.6	30 648	282 865	

Значения параметра  $A_{data}(r)$  для оцифрованных данных

Таким образом, по всей видимости, угловое распределение нейтрино в сверхновой хорошо описывается гауссовой функцией при малых углах между их импульсом и радиальным направлением. Отметим, что физическая причина этого

осталась неясной. Кроме того, факт, что данное приближение хорошо описывает результаты моделирования лишь при малых углах, скорее всего указывает на существование нескольких механизмов формирования углового распределения нейтрино в сверхновой.

В заключении оценим какая часть всех нейтрино в сверхновой может быть приближена предложенной гауссовой функцией (3). Так как локальная концентрация нейтрино  $n_{\rm v}(r)$  пропорциональна интегралу от углового распределения по телесному углу:

$$n_{v}(r) \sim \int I(r,\theta) \, d\Omega = 2\pi \int_{0}^{2} J(r,y) \, dy, \tag{6}$$

то сравнение удобно проводить на основе соответствующих интегральных вкладов  $n_J \sim \int J(r,y) \, \mathrm{d}y$  и  $n_\Phi \sim \int \Phi(r,y) \, \mathrm{d}y$ . Результат сравнения приведён на рис. 6.

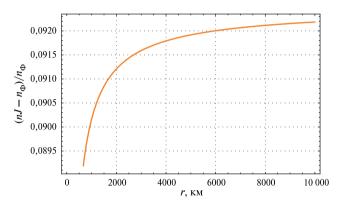


Рис. 6. Относительная доля нейтрино в сверхновой звезде, которая не описывается гауссовой функцией (3)

Как видно из графика, предложенная функция описывает более 90% всех нейтрино в сверхновой. Таким образом, она является достаточно точной для оценки вклада различных нейтринных процессов в динамику взрыва.

### **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В работе проведён анализ численных данных по угловому распределению нейтрино, полученных из моделирования сверхновой с коллапсом центральной части. Показано, что оно может быть приближено однопараметрической гауссоподобной функцией (3). Данное приближение хорошо описывает распределение нейтрино при малых углах между их импульсом и радиальным направлением. Единственный параметр приближения зависит как от расстояния, так и от времени после начала взрыва. Его пространственная зависимость может быть приближена степенным законом с показателем степени близким к двойке. Показано, что предложенное приближение описывает более 90 % нейтрино, а следовательно, является хорошим приближением для оценки различных нейтринных процессов в условия сверхновой.

Необходимо отметить, что данные выводы являются предварительными и требуют проверки на более репрезентативных данных по угловому распределению нейтринного излучения в сверхновой. Кроме того, предложенная функция

не описывает распределение нейтрино, распространение которых сильно отклоняется от радиального. Однако в ряде процессов именно такие нейтрино дают основной вклад во взаимодействие со средой.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 18-72-10070. Автор выражает благодарность И.С. Огневу и А.А. Добрыниной за постоянное внимание к работе и обсуждение полученных результатов.

### ЛИТЕРАТУРА

- Janka H.-T., Hillebrandt W. Neutrino emission from type II supernovae: an analysis of the spectra // Astronomy and Astrophysics. 1989. V. 224. P. 49–56.
- *Keil M. Th.*, *Raffelt G. G.*, *Janka H.-Th.* Monte Carlo Study of Supernova Neutrino Spectra Formation // The Astrophysical J. 2003. V. 590. P. 971–991.
- Sarikas S, Tamborra I., Raffelt G., Hüdepohl L., Janka H.-Th. Supernova neutrino halo and the suppression of self-induced flavor conversion // Physical Review D. 2012. V. 85. 113007-1—113007-5.

### NEUTRINO RADIATION IN CORE-COLLAPSE SUPERNOVA

### E. A. Koptyaeva

Demidov Yaroslavl State University (P.G. Demidov YSU), Yaroslavl, Russia

Results of the numerical simulations of the neutrino angular distribution in core-collapse supernova were analyzed. As analysis shown, the neutrino angular distribution function can be approximated by a one-parametric Gaussian function. We have obtained that its width quadratically decreases with a radius. The proposed approximation describes more than 90 % of all neutrinos in the core-collapse supernova, and, therefore, it could be a good analytical approximation of the numerical data.

*Keywords:* core-collapse supernova, neutrino radiation, angular distribution

Koptyaeva Eugenia Andreevna — student, koptiaeva 2016@yandex.ru

# ИЗМЕРЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ХАББЛА ПО ВРЕМЕННЫМ ЗАДЕРЖКАМ МЕЖДУ ИЗОБРАЖЕНИЯМИ SN REFSDAL

А. А. Круглов <sup>1,2</sup>, Н. С. Лыскова <sup>1,3</sup>, П. В. Бакланов <sup>4</sup>

- <sup>1</sup> Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия
- <sup>2</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (МФТИ), Долгопрудный, Россия
- <sup>3</sup> Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ), Москва, Россия
- <sup>4</sup> Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И. Алиханова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» (ИТЭФ), Москва, Россия

В настоящее время значения основных космологических параметров известны с очень высокой точностью. Однако недавно было обнаружено расхождение на уровне значимости примерно  $3\sigma$  величины постоянной Хаббла  $H_0$ , определяющей темп расширения Вселенной в современную эпоху. Для понимания причин этого расхождения необходимо привлечение независимых подходов, способных с высокой точностью определять фундаментальные космологические параметры. Одной из таких возможностей стало использование наблюдений гравитационно линзированных систем, в частности, гравитационно линзированных сверхновых. Первая обнаруженная гравитационно линзированная сверхновая с множественными изображениями — SN Refsdal — предоставила уникальную возможность измерить значение постоянной Хаббла  $H_0$ . Как известно, запаздывание между различными изображениями сверхновой обратно пропорционально  $H_0$ , т.е. точность определения постоянной Хаббла ограничена точностью определения временной задержки между изображениями источника. На основе построенной физической модели предсверхновой, удовлетворяющей фотометрическим наблюдениям в разных фильтрах, получены уточнённые значения временных запаздываний и коэффициентов усиления между изображениями SN Refsdal. Исходя из этой информации и моделей гравитационного потенциала скопления-линзы, доступных в литературе, оценена постоянная Хаббла. Полученные результаты также могут послужить независимым тестом различных моделей распределения масс в линзе-галактике.

Ключевые слова: гравитационное линзирование, сверхновые

### **ВВЕДЕНИЕ**

### Актуальность работы

Актуальность этого исследования связана с тем, что значения постоянной Планка  $H_0$ , измеренные по реликтовому излучению (Aghanim et al., 2018) не согласуются со значениями, измеренными и по сверхновым типа Ia (Riess et al., 2019) и по гравитационно линзированным квазарам (Wong et al., 2020). Для понимания причин этого расхождения необходимо привлечение независимых методов определения  $H_0$ , в частности, по временной задержке между изображениями гравитационно линзированных сверхновых.

**Круглов** Алексей Антонович — студент магистратуры МФТИ, старший лаборант ИКИ РАН, kruglov.aa@phystech.edu

**Лыскова** Наталья Сергеевна — научный сотрудник НИУ ВШЭ, ведущий инженер ИКИ РАН, канд. физ.-мат. наук

**Бакланов** Петр В. — научный сотрудник, канд. физ.-мат. наук

### Теоретическая справка

Гравитационное линзирование — это явление отклонения света от прямолинейной траектории в поле тяготения массивных тел. Типичная гравитационно линзированная система (рис. 1) состоит из источника, массивной линзы (которой может быть скопление галактик, галактика и даже отдельная звезда) и наблюдателя. Продольные расстояния в такой системе всегда много больше поперечных, из-за чего можно пользоваться приближением плоских линз (как в геометрической оптике).

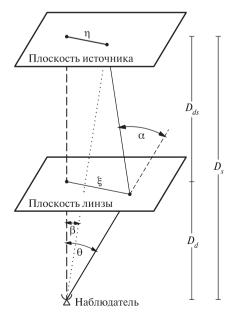
Важной особенностью гравитационного линзирования является возможность появления нескольких изображений одного и того же источника. По сравнению с прямолинейным распространением света, при наличии линзы существует дополнительная временная задержка между моментами излучения света и регистрации его наблюдателем:

$$\tau(\theta) = \frac{1}{c} \frac{D_d D_s}{D_{ds}} \left[ \frac{1}{2} (\theta - \beta)^2 - \Psi(\theta) \right]. \tag{1}$$

Первое слагаемое в этой формуле означает геометрическую задержку (удлиняется траектория распространения света), второе — гравитационную (в соответствии с ОТО (Общей теории относительности Эйнштейна) время около гравитирующих тел идёт «медленнее»);  $\theta$  и  $\beta$  — положения (в угловых единицах) соответственно изображения и источника (см. рис. 1);  $\Psi(\theta)$  — линзирующий гравитационный потенциал; расстояние:  $D_d$  — между наблюдателем и плоскостью линзы,  $D_{ds}$  — между плоскостями линзы и источника,  $D_s$  — между наблюдателем и источником. Так как  $D_s$ ,  $D_s$ , и  $D_d$  обратно пропорциональны постоянной Хаббла  $H_0$ , то и временная задержка  $\tau(\theta)$  между кривыми блеска в разных изображениях одного и того же источника обратно пропорциональна  $H_0$  (см., например, (Refsdal, 1964)). Соответственно, точность её определения данным методом ограничена точностью определения временной задержки между изображениями источника.

Для таких измерений блеск источника должен быть переменным. В таком случае, разные изображения, возникающие в результате гравитационного линзирования будут изменять свой блеск также, как и источник, но с некоторой задержкой по времени. Один из классов источников для таких измерений — квазары. Это яркие точечные источники.

Рис. 1 Типичная гравитационно-линзированная система (рисунок адаптирован из публикации (Wambsganss et al., 2006)). Здесь  $\beta$  и  $\theta$  углы между оптической осью (пунктирная линия) и источником и его изображением соответственно;  $\hat{\alpha}$  — угол отклонения светового луча;  $\eta$  и  $\xi$  — расстояния от оптической оси до источника и его изображения соответственно; расстояние:  $D_d$  — между наблюдателем и плоскостью линзы,  $D_d$  — между плоскостями линзы и источника,  $D_s$  — между наблюдателем и источником

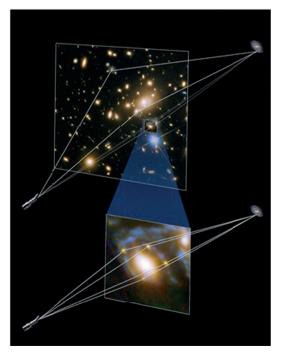


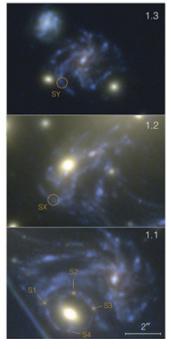
На текущий момент опубликовано большое количество работ, посвящённых гравитационно линзированным квазарам и измерению постоянной Хаббла по временным задержкам между изображениями линзированных квазаров (см., например, работу (Rusu et al., 2019), а также ссылки в ней).

Другим подходящим классом источников являются сверхновые — их кривые блеска имеют чётко выраженный пик, а наблюдения занимают сравнительно небольшое время, что значительно упрощает измерения. Впервые идея использовать гравитационно линзированные сверхновые с множественными изображениями для оценки постоянной Хаббла была предложена Сьюром Рефсдалом (Sjur Refsdal) в 1964 г. (Refsdal, 1964). На текущий момент известны только две подобные сверхновые: SN Refsdal (Kelly et al., 2015), названная в честь Сьюра Рефсдала, и SN iPTF16geu (Goobar et al., 2017). Однако с запуском в ближайшее время обзора LSST (Legacy Survey of Space and Time) в Обсерватории имени Веры Рубин (англ. Vera C. Rubin Observatory) ожидается открытие десятков таких систем (Pierel, Rodney, 2019), что делает задачу разработки алгоритма анализа гравитационно линзированных сверхновых важной и своевременной.

### Сверхновая SN Refsdal

Сверхновая SN Refsdal находится в рукаве спиральной галактики на красном смещении  $z_S=1,49$ , которая линзируется скоплением галактик MACSJ1149.6+2223, находящимся на  $z_L=0,54$ , таким образом, что существуют сразу три изображения родительской спиральной галактики (рис. 2, правая панель, изображения 1.1,1.2 и 1.3).





**Рис. 2.** Схематичное изображение хода лучей от SN Refsdal к наблюдателю (слева) (источник: Space Telescope Science Institute); изображения SN Refsdal (справа) (Treu et al., 2016)

При этом в изображении 1.1 сверхновая дополнительно линзируется эллиптической галактикой скопления таким образом, что формируются четыре её изображения S1—S4 (см. рис. 2, правая нижняя панель), расположенных в виде «креста Эйнштейна». Изображение сверхновой SX (см. рис. 2, правая средняя панель) интересно тем, что его появление в 2015 г. было предсказано с высокой точностью (Kelly et al., 2015; Treu et al., 2016). Согласно теоретическим оценкам, SY (см. рис. 2, правая верхняя панель) — это изображение сверхновой, которое «вспыхнуло» ~20 лет назад (Kelly et al., 2015) и уже угасло.

### ВЫЧИСЛЕНИЕ $H_{0}$

### Временные задержки и коэффициенты усиления

Для определения постоянной Хаббла необходимы не только измерения временных задержек между различными изображениями, но и информация о гравитационном потенциале скопления, играющего роль линзы. В работе (Treu et al., 2016) представлен обзор ряда моделей линзы, разработанных разными коллективами авторов, и приведены теоретические предсказания временных задержек  $\Delta t$  и коэффициентов усиления  $\mu$  изображений S2, S3, S4, SX и SY относительно изображения S1. Изображение SY далее не учитывается, так как оно не наблюдалось. В данной работе рассматриваются модели 'Gri-g', 'Ogu-g', 'Ogu-a', 'Sha-g', и 'Sha-a'. Предполагается, что  $\Delta t$  и  $\mu$  распределены нормально и не скоррелированы друг с другом, их средние значения и статистические погрешности приведены в работе (Treu et al., 2016, Table 6)).

Как отмечалось выше, по кривым блеска сверхновой, наблюдаемым в различных изображениях, можно оценить относительную временную задержку. Например, в статье (Rodney et al., 2016) кривые блеска аппроксимировались шаблонами, а также кубическими сплайнами. Отметим, что кривые блеска SN Refsdal плохо описываются при помощи шаблонов ранее наблюдавшихся сверхновых, поэтому в работе (Baklanov et al., 2020) построена физическая модели предсверхновой, удовлетворяющая фотометрическим наблюдениям в разных фильтрах. Это позволило уточнить значения временных запаздываний и коэффициентов усиления между изображениями SN Refsdal. Как и для моделей линз, предполагается, что  $\Delta t$  и  $\mu$  независимы и не коррелируют.

### Метод

Для оценки постоянной Хаббла используется подход, предложенный в публикации (Vega-Ferrero et al., 2018). Так как при построении моделей линзы (Treu et al., 2016, Table 6)) предполагалось, что постоянная Хаббла равна  $H_0^{fid}=70\,\mathrm{km\cdot c^{-1}\cdot Mn\kappa^{-1}},$  то значения временных задержек для каждой модели необходимо перемасштабировать таким образом, чтобы предсказанные значения наиболее точно совпали с наблюдаемыми. Это выполняется следующим образом:

$$p_{lens}\left(\Delta t, \mu \middle| H_0, G\right) = p_{lens}\left(\frac{H_0^{fid}}{H_0} \Delta t, \mu \middle| H_0, G\right), \tag{2}$$

где  $p_{lens}$  — вероятность того, что в отдельно взятой модели постоянная Хаббла примет значение  $H_0$  при заданных  $\Delta t$  и  $\mu$  между выбранными изображениями, а также распределении G массы в гравитационной линзе. Далее применяется

байесовский анализ: вероятность  $P(H_0 \mid D)$  того, что постоянная Хаббла примет некоторое значение  $H_0$  при заданных данных D, равна произведению априорной вероятности  $P(H_0)$  на произведение распределений вероятности  $p_{lens}(\Delta t, \mu \mid H_0, G)$  для временных задержек и усилений в отдельно взятой модели линзы из работы (Treu et al., 2016) и  $p_{obs}(\Delta t, \mu)$  в «наблюдаемых» данных (Baklanov et al., 2020):

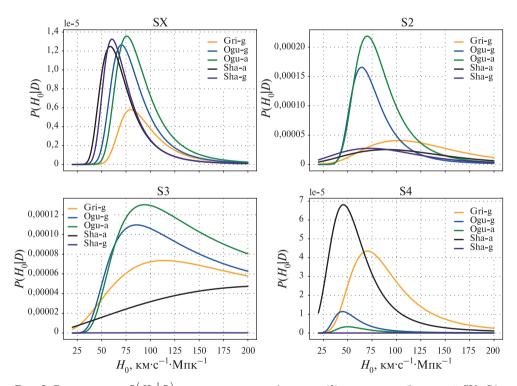
$$P(H_0 \mid D) \sim P(H_0) P(H_0 \mid D) \sim P(H_0) \int d\Delta t \, d\mu \, p_{lens} (\Delta t, \mu \mid H_0, G) p_{obs}(\Delta t, \mu). \tag{3}$$

Вероятность в знаменателе формулы Байеса опускается, так как она постоянна для всех моделей.

### РЕЗУЛЬТАТЫ

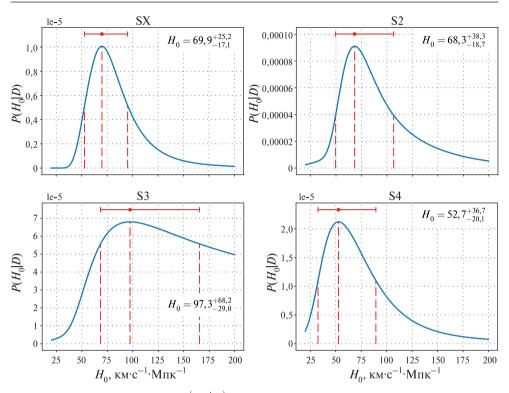
Распределения вероятности  $P(H_0|D)$ , рассчитанные по формуле (3) отдельно для пяти разных моделей, представлены на рис. 3.

Затем отдельные значения вероятности моделей были сложены с одинаковыми весами\*. Таким образом были получены распределения  $P_+(H_0 \mid D)$  величины постоянной Хаббла, изображённые на рис. 4 (см. с. 81).

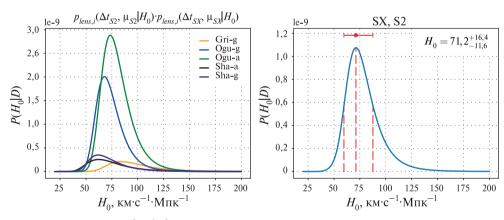


**Рис. 3.** Вероятность  $P(H_0|D)$ , вычисленная по формуле (3) для пар изображений SX-S1, S2-S1, S3-S1, S4-S1 (слева направо, сверху вниз). Амплитуда пика (в относительных единицах) указывает, насколько хорошо согласуются предсказания усилений, полученных из теоретической модели линзы, с наблюдениями

<sup>\*</sup> В данной работе — как среднее по всем моделям, хотя в действительности не все модели вносят одинаковый вклад.



**Рис. 4.** Сумма вероятностей  $P_{+}[H_{0}|D]$ , вычисленных по формуле (3), по всем моделям



**Рис. 5.** Вероятность  $P(H_0|D)$  для изображений SX и S2 отдельно взятых моделей, рассчитанная по формуле (4) (слева); сумма вероятностей  $P_+(H_0|D)$  по всем моделям (справа)

В данной работе ошибки рассчитаны относительно пика распределения.

Поскольку область с изображениями S1—S4 находится далеко от области с изображением SX, можно считать, что гравитационные потенциалы в этих областях никак не связаны. Для уменьшения статистических ошибок допускается использовать два изображения, которые можно считать нескоррелированными. Поэтому дополнительно значение  $H_0$  было рассчитано по комбинации значений, полученных по изображениям S2 и SX. Такой выбор обусловлен тем, что

наиболее жёсткие ограничения (т.е. самые маленькие ошибки) на временную задержку среди изображений S2, S3, S4 — в изображении S2, как следствие, постоянная Хаббла, вычисленная по ней, будет иметь самые маленькие ошибки.

Комбинированная апостериорная вероятность для пары изображений SX-S2 в отдельно взятой модели i вычислялась как

$$p_{lens,i}\left(\Delta t_{S2}, \mu_{S2} \middle| H_0\right) \cdot p_{lens,i}\left(\Delta t_{SX}, \mu_{SX} \middle| H_0\right), \tag{4}$$

после чего полученные значения суммировались с равными для каждой модели весами. Эти результаты представлены на рис. 5 (см. с. 81).

Согласно таким оценкам, значение постоянной Хаббла равно  $H_0=71,2^{+16,4}_{-11,6}$ . При увеличении числа рассматриваемых гравитационно линзированных систем можно существенно улучшить ошибки  $H_0$ 

### **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

На основе сравнения прогнозов временных задержек и коэффициентов усиления, рассчитанных в различных моделях гравитационного потенциала линзыгалактики и масштабированных таким образом, чтобы они совпадали с наблюдаемыми величинами, вычислено значение постоянной Хаббла  $H_0$ , наиболее точно удовлетворяющее и модельным, и наблюдательным данным:  $H_0 = 71,2^{+16,4}_{-11,6}$ . Для уменьшения статистических ошибок это значение было рассчитано по нескольким изображениям сверхновой SN Refsdal. Существенно улучшить оценку  $H_0$  поможет увеличение числа рассматриваемых систем. Полученные результаты также могут послужить независимым тестом различных моделей распределения масс в линзе-галактике. Также следует отметить, что в данной работе не учитывается влияние микролинзирования, т. е. гравитационного линзирования на отдельных звёздах в линзе-галактике.

### **ЛИТЕРАТУРА**

- Aghanim N., Akrami Y., Ashdown M. et al., Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters: e-prints. 2019. 72 p. arXiv:1807.06209.
- Baklanov P., Lyskova N., Blinnikov S., Nomoto K., Strongly lensed SN Refsdal: refining time delays based on the supernova explosion models: e-prints. 2020. 18 p. arXiv:2007.04106.
- *Goobar A.*, *Amanullah R.*, *Kulkarni S. R.* et al. iPTF16geu: A multiply imaged, gravitationally lensed type Ia supernova // Science. 2017. V. 356. Iss. 6335. P. 291–295.
- *Kelly P. L.*, *Rodney S. A.*, *Treu T.* et al. Multiple Images of a Highly Magnified Supernova Formed by an Early-Type Cluster Galaxy Lens // Science. 2015. V. 347. Iss. 6226. P. 1123–1126.
- *Pierel J. D. R.*, *Rodney S.* Turning Gravitationally Lensed Supernovae into Cosmological Probes // Astrophysical J. 2019. V. 876. No. 2. 12 p.
- Refsdal S. On the possibility of determining Hubble's parameter and the masses of galaxies from the gravitational lens effect // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 1964. V. 128. P. 307–310.
- Riess A. G., Casertano S., Yuan W., Macri L. M., Scolnic D. Large Magellanic Cloud Cepheid Standards Provide a 1 % Foundation for the Determination of the Hubble Constant and Stronger Evidence for Physics Beyond LambdaCDM // Astrophysical J. 2019. V. 876. No. 1. 13 p.
- Rodney S. A., Strolger L. G., Kelly P. L. et al. SN REFSDAL: Photometry and Time Delay Measurements of the First Einstein Cross Supernova // Astrophysical J. 2016. V. 820. No. 1. 18 p.
- Rusu C. E., Wong K. C., Bonvin V. et al. H0LiCOW XII. Lens mass model of WFI2033-4723 and blind measurement of its time-delay distance and  $H_0$ : eprint. 2019. 31 p. arXiv:1905.09338v1.

- Treu T., Brammer G., Diego J. M. et al. 'Refsdal' Meets Popper: Comparing Predictions of the Reappearance of the Multiply Imaged Supernova Behind MACSJ1149.5+2223 // Astrophysical J. 2016. V. 817. No. 1. 25 p.
- *Vega-Ferrero J.*, *Diego J. M.*, *Miranda V.*, *Bernstein G. M.* The Hubble constant from SN Refsdal // Astrophysical J. 2018. V. 853. 5 p.
- Wambsganss J., Schneider P., Kochanek Ch. S. Gravitational Lensing: Strong, Weak and Micro. Springer, 2006. 552 p.
- Wong K. C., Suyu S. H., Chen G. C. F. et al. H0LiCOW XIII. A 2.4 % measurement of  $H_0$  from lensed quasars: 5.3 $\sigma$  tension between early and late-Universe probes // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2020. 23 p.

### HUBBLE CONSTANT FROM THE TIME DELAYS BETWEEN SN REFSDAL IMAGES

A. A. Kruglov <sup>1, 2</sup>, N. S. Lyskova <sup>1, 3</sup>, P. V. Baklanov <sup>4</sup>

- <sup>1</sup> Space Research Institute RAS (IKI), Moscow, Russia
- Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University) (MIPT), Dolgoprudny, Russia
- <sup>3</sup> National Research University Higher School of Economics (NRU HSE), Moscow, Russia
- <sup>4</sup> Institute for Theoretical and Experimental Physics (ITEP), Moscow, Russia

At present, the values of the main cosmological parameters are known with very high precision. However, a discrepancy in measures of the Hubble constant, which quantifies the rate of expansion of the Universe in the modern era, has recently been found at a significance level of about 3 $\sigma$ . To understand the reasons for this discrepancy, it is necessary to use independent approaches capable of determining the fundamental cosmological parameters with high precision. One of the possibilities is to use observations of gravitationally lensed systems, in particular, gravitationally lensed supernovae. SN Refsdal, the first gravitationally lensed multi-image supernova to be detected, provided a unique opportunity to measure the value of the Hubble constant  $H_0$ . Time delay between different supernova images is inversely proportional to  $H_0$ , implying the accuracy of determining the Hubble constant is limited by the accuracy of determining the time delay between the source images. On the basis of the physical model of the supernova progenitor that satisfies photometric observations in different bands, the refined values of time delays and magnification ratios between SN Refsdal images are obtained. Based on this information and the models of the gravitational potential of the lens cluster available in the literature, the Hubble constant is estimated. The obtained results can also serve as an independent test of various models of mass distribution in a lens galaxy.

Keywords: gravitational lensing, supernovae

Kruglov Alexey Antonovich — student MIPT, senior laboratory assistant IKI, kruglov.aa@phystech.edu
Lyskova Natalia Sergeevna — researcher HSE, leading engineer IKI, PhD
Baklanov Petr V. — researcher, PhD

### ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕТОПОГЛОЩАЮЩИХ НИКЕЛЬ-ФОСФОРНЫХ ПОКРЫТИЙ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В КОСМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ НАБЛЮДЕНИЯ ДЛЯ ПОДАВЛЕНИЯ РАССЕЯННОГО СВЕТОВОГО ФОНА

### Д.В. Марусев

АО «Научно-исследовательский институт микроприборов-К» (АО «НИИМП-К») Москва, Россия

Представлены результаты исследований оптико-физических свойств светопоглощающих покрытий на основе сплава NiP, методика их изготовления и влияние внешне воздействующих факторов. Предложено нанесение светопоглощающих никель-фосфорных покрытий на поверхности конструкционных деталей оптического тракта оптоэлектронных систем наблюдения космических аппаратов, как промышленная технология чернения.

Ключевые слова: сплав NiP, светопоглощающее покрытие, сверхпоглощение

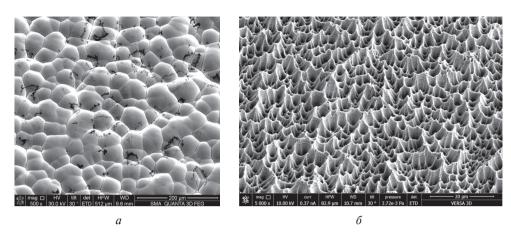
Совершенствование оптических систем наблюдения космических аппаратов (КА) связано с постоянно повышающимися требованиями к разрешающей способности и контрасту получаемого ими изображения. Одной из основных причин, снижающей их выходные характеристики, стал рассеянный световой фон, который возникает при попадании во входной зрачок объектива излучения, лежащего за пределами угла зрения оптики. Его переотражение от конструкционных элементов оптического тракта ухудшает отношение сигнал/шум аппаратуры и контраст формируемого изображения.

Для эффективного подавления рассеянного излучения совместно с существующими способами (Панов и др., 1980) применяется чернение (нанесение светопоглощающих покрытий) конструкционных деталей оптического тракта. На данный момент существует широкий спектр светопоглощающих покрытий, но не каждое из них обладает сверхпоглощающей способностью (коэффициент поглощения более 99 %) (Bass et al., 2009). Наиболее востребованным покрытием со сверхвысокими показателями поглощения в диапазоне длин волн от ультрафиолетового (УФ) до инфракрасного (ИК) является сплав NiP (Saxena et al., 2010).

Технология нанесения светопоглощающих никель-фосфорных покрытий на поверхность конструкционных деталей заключается в электрохимическом осаждении сплава NiP и последующей его обработки в растворе кислот (травление). Травление формирует на гладкой поверхности сплава развитую морфологию в виде множества конических воронок, которые являются эффективными световыми ловушками. После этого внешне блестящие плёнки становятся оптически чёрным. На рис. 1 (см. с. 85) представлены изображения поверхности светопоглощающего покрытия на разных этапах его изготовления (до и после травления). Значения спектрального коэффициента полного отражения светопоглощающих никель-фосфорных покрытий составляет десятые доли процента в интервале длин волн от УФ до ближнего ИК.

Светопоглощающие никель-фосфорные покрытия способны сохранять свои оптико-физические свойства без изменений при воздействии внешних факторов космического пространства. Об этом свидетельствуют результаты испытаний в соответствии с ГОСТ РВ 20.39.304-98 для группы аппаратуры 5.3.

Технология нанесения светопоглощающих никель-фосфорных покрытий позволяет чернить элементы оптического тракта площадью до  $1000 \, \mathrm{cm}^2$  и более. На рис. 2 представлены изображения конструкционных деталей со светопоглощающим покрытием.



**Рис. 1.** Изображения поверхности светопоглощающего покрытия на разных этапах его изготовления: a — до травления;  $\delta$  — после травления



**Рис. 2.** Примеры конструкционных деталей оптоэлектронных устройств со светопоглощающим покрытием: a — диафрагма фокальной плоскости оптико-электронного прибора;  $\delta$  — бленды звёздного датчика

Актуальность исследования светопоглощающих покрытий на основе сплава NiP связана с отсутствием в нашей стране промышленного использования сверхпоглощающих материалов в оптоэлектронных системах KA для подавления рассеянного светового фона.

### ЛИТЕРАТУРА

*Панов В. А., Кругер М. Я., Кулагин В. В.* Справочник конструктора оптико-механических приборов. Л.: Машиностроение, 1980. 352 с.

Bass M., DeCusatis C., Enoch J., Lakshminarayanan V. et al. Handbook of Optics. Volume IV: Optical Properties of Materials, Nonlinear Optics, Quantum Optics. 3<sup>rd</sup> ed. N. Y.: McGrow Hill, 2009. 84 p.

Saxena V., Uma Rani R., Sharma A. K. Studies on ultra high solar absorber black electroless nickel coatings on aluminum alloys for space application // J. Applied Electrochemistry. 2010. V. 40. P. 333–339.

# OPTICAL AND PHYSICAL PROPERTIES OF LIGHT-ABSORBING NICKEL-PHOSPHORUS COATINGS AND THEIR APPLICATION IN SPACE MONITORING SYSTEMS TO SUPPRESS SCATTERED LIGHT

### D. V. Marusev

Joint Stock Company "Science research institute Micro Devises-C" (JSC SRIMD-C), Moscow, Russia

The results of studies of the optical-physical properties of light-absorbing coatings based on NiP alloy, the method of their manufacture, and the influence of externally acting factors are presented. The application of light-absorbing nickel-phosphorus coatings on the surface of structural parts of the optical path of the optoelectronic surveillance systems for spacecraft, as an industrial technology of blackening, is proposed.

Keywords: NiP alloy, light-absorbing coatings, super-absorption

Marusev Dmitry Vadimovich — leading engineering technologist, marusev.niimpk@gmail.com

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ ИЗ ГРУППЫ СРЕДНИХ ЯДЕР ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ ЗЕМЛИ

### Е. А. Маурчев, Ю. В. Балабин

Полярный геофизический институт (ПГИ), Апатиты, Россия

Сделано предположение, что при относительно высокой энергии (от 1 ГэВ/нуклон и выше) для ядер первичных космических лучей с зарядовым числом Z меньше двух повышается вероятность испытывать неупругие соударения при прохождении нижних слоёв атмосферы Земли, в ходе которых рождаются каскады вторичных частиц, способные приводить к увеличению скорости ионизации. Представлены результаты расчётов для ядер азота и кислорода, полученные при помощи программного комплекса RUSCOSMICS. Показаны оценки их вклада в скорость образования пар ионов для диапазона высот от 0 до 80 км (область нижней атмосферы) и локации, соответствующей географическим координатам Апатит (высокие широты). В результате проведённых вычислений доказано, что частицы космических лучей с Z > 2 могут значительно влиять на процесс ионообразования.

*Ключевые слова:* численное моделирование, космические лучи, нижняя атмосфера, радиационная безопасность

### **ВВЕДЕНИЕ**

Космические лучи (КЛ) в основном состоят из протонов: около 90 % от общего числа частиц, в остальные 10 % входят ядра гелия и ядра элементов с зарядовым числом Z меньше двух (Мурзин, 2007). Идея представленного модельного эксперимента заключается в том, чтобы сделать оценку вклада ядрами азота и кислорода, поток которых составляет значительную часть галактических космических лучей (ГКЛ), в процесс ионизации локального участка атмосферы (67,57° с. ш., 33,39° в.д., Апатиты). Основанием для проведения такой работы стало предположение, что при достаточно высокой энергии короткопробежных ядер КЛ (от 1 ГэВ/нуклон) возрастает вероятность их неупругих соударений с веществом атмосферы, в ходе которых будут рождаться каскады вторичных частиц, вызывающие прирост в скорости образования пар ионов. Для решения поставленной задачи проводилось моделирование при помощи программного комплекса RUSCOSMICS (Маурчев, , Балабин, 2016; Маурчев и др., 2015, 2019).

Таким образом, можно говорить, что основной задачей представленной работы становится оценка, насколько сильный вклад в образование вторичных частиц и ионов вносят ядра элементов с Z > 2, входящие в состав КЛ, по сравнению с протонами, а также определить характер высотных кривых (в первую очередь — высоту расположения максимума профиля, который говорит о точке, в которой доза излучения имеет наибольшее значение). При этом следует заметить, что актуальность представленной темы обусловлена как экспериментальными методами (Makhmutov et al., 2016; Stozhkov et al., 2009), так и модельными экспериментами, например (Usoskin et al., 2010; Velinov et al., 2017).

**Маурчев** Евгений Александрович — младший научный сотрудник, maurchev1987@gmail.com

**Балабин** Юрий Васильевич — заведующий сектором, старший научный сотрудник, канд. физ.-мат. наук

### **МЕТОДИКА**

В этой работе для расчёта прохождения частиц через атмосферу Земли применялся модуль программного комплекса RUSCOSMICS, реализованный нами с использованием пакета для разработки программ GEANT4 (Agostinelli et al., 2003; Allison et al., 2016). Создание собственных моделей при помощи этого инструмента обусловлено удобством при написании исходного кода для определения геометрии, процессов взаимодействия и генерации первичных частиц с заданными энергетическими характеристиками.

Для решения поставленной задачи, в случае расчёта ядер ГКЛ с Z>2, это обычный столб воздуха высотой 80 км, разделённый на 20 слоёв, в каждом из которых находится 5% вещества от общей массы (такое усреднение выбрано с целью достижения оптимального соотношения между скоростью вычислений и качеством результатов). При этом устанавливаются физические параметры и вертикальная жёсткость геомагнитного обрезания, соответствующие географическими координатами 67,57° с. ш., 33,39° в.д. (Апатиты). Параметризация температуры, плотности и состава производится при помощи модели NRLMSISE-00 (Рісопе et al., 2002), которая в том числе учитывает и сезонное влияние.

Для расчёта взаимодействий частиц с веществом используется список моделей, включающий в себя стандартные электромагнитные процессы, каскады Бертини для адронов с энергией ниже 9,9 ГэВ (Heikkinen et al., 2003), выше 10 ГэВ — кварк-глюонную струнную модель (Amelin et al., 1990), специальные наборы сечений для расчёта взаимодействия нейтронов при низких энергиях 0,025 эВ — 20 МэВ (Garny et al., 2009). Для последующей обработки информации о потоках вторичных КЛ используется наш собственный программный код, реализующий накопление данных и интегрированный как метод детектирующих объёмов, расположенных на необходимых высотах. Вывод результата производится в виде гистограмм.

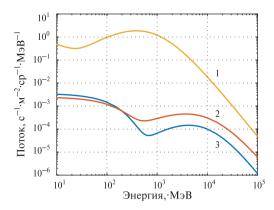
### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ПЕРВИЧНЫХ ЧАСТИЦ

В случае использования ядер ГКЛ как источника первичных частиц, дифференциальный энергетический спектр можно задать согласно стандарту (ГОСТ 25645.124-85), при этом зависимость выражается через формулу:

$$F_{nucl}(E) = \frac{D(E/A)^{\alpha}}{\left[10^{-2}(E/A) + B\right]^{\gamma} A} + \frac{C}{A} \exp\left[-\frac{E}{AE_0}\right], \ c^{-1} \cdot M^{-2} \cdot cp^{-1} \cdot M \ni B^{-1},$$
(1)

где E — кинетическая энергия протона; D, B, C,  $\alpha$  — параметры, зависящие от фазы 11-летнего цикла. Графическое представление результатов входных данных для моделирования как в случае СКЛ, так и в случае ядер ГКЛ показаны на рис. 1 (см. с. 89).

Следует заметить, что источник первичных частиц в модели реализуется при помощи программного кода, производящего чтение файлов данных и обработчика для создания необходимой функции плотности вероятности, соответствующей энергетическому спектру первичных КЛ. Высота расположения составляет 80 км, а вектор скорости потока направлен перпендикулярно вниз, т.е. в сторону верхней плоскости модели атмосферы. Такое упрощение допускается на основании множества опытных реализаций, которые показали, что при учёте углового распределения требуется больше запусков моделирования прохождения первичных частиц КЛ, чем без него.



**Рис. 1.** Дифференциальные энергетические спектры ГКЛ, где 1 — протоны, 2 — ядра кислорода, 3 — ядра азота, используемые как входные параметры в задаче расчёта скорости образования пар ионов в атмосфере Земли для участка 67,57° с. ш., 33,39° в.д. (Апатиты)

Необходимое значение вертикальной жёсткости геомагнитного обрезания вычисляется в зависимости от заданной широты и долготы с использованием модели IGRF (Thébault et al., 2015), например, для  $65,57^{\circ}$  с.ш.,  $33,39^{\circ}$  в.д. этот параметр равен:  $R_{cutoff} = 0,65$  GV. Минимальная энергия частиц, попадающих на границу атмосферы в случае изотропного излучения, будет зависеть от их типа (ГОСТ 25645.150-90) и определяется формулой:

$$E = -M_0^2 + \sqrt{M_0^2 + \left(\frac{Z}{A}R\right)^2},\tag{2}$$

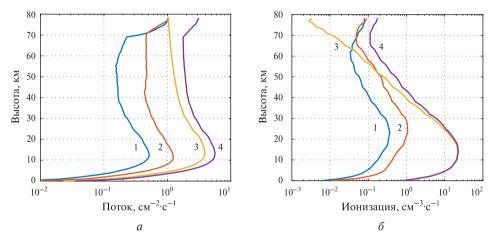
где  $M_0$  — масса покоя частицы (0,938 ГэВ для протонов и 0,939 ГэВ/нуклон для ядер); Z и A — заряд и массовое число соответственно, R — значение жёсткости в ГВ. Тогда минимальная граница для энергии частиц, падающих на границу атмосферы (условно в модели это 80 км) для географических координат Апатит будет следующей: протоны — 0,26 ГэВ, ядра кислорода — 1,728 ГэВ/ядро, ядра азота — 1,512 ГэВ/ядро.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТ

Используя описанные выше методы, нами были проведены расчёты для случая использования спектра ядер ГКЛ в качестве первичных частиц, при этом рассматривался локальный участок атмосферы. В результате были получены массивы данных, включающие профили скорости образования ионов на высотах от 0 до 80 км. Иллюстрации типовых графиков представлены на рис. 2 (см. с. 90). Следует заметить, что все данные моделирования также можно найти на сайте проекта (http://ruscosmics.ru/SCR.htm).

Основной задачей при расчёте прохождения ядер с Z > 2 через атмосферу Земли, как уже было сказано выше, оказывается количественная оценка вклада этих частиц в скорость образования ионов в нижней атмосфере для области высоких широт. Моделирование показало, что в абсолютной величине скорости ионизации имеется прирост начиная от высот в 30 км (в 2-3 раза), принимающий значительную величину на 70-80 км (до двух порядков). Увеличение потока вторичных частиц в полтора-два раза наблюдается на протяжении всех высот. Предположительно такое различие профилей обусловлено большим

числом образующихся гамма-квантов. Таким образом, можно говорить о влиянии тяжёлых ядер на скорость ионообразования в средней мере, однако стоит предполагать, что если поток этих частиц увеличится, то вклад будет весьма существенным.



**Рис. 2.** Высотные профили потоков вторичных частиц (*a*) и скорости ионизации вещества атмосферы Земли ( $\delta$ ), полученные в результате моделирования прохождения первичных частиц ГКЛ. 1 — ядра азота, 2 — ядра кислорода, 3 — протоны, 4 — суммарно

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-77-10018).

### **ЛИТЕРАТУРА**

ГОСТ 25645.124-85. Группа средних ядер галактических космических лучей. Энергетические спектры.

ГОСТ 25645.150-90. Лучи космические галактические. Модель изменения потоков частиц. Введ. 01.01.92. М.: Изд-во стандартов, 1991.

*Маурчев Е.А.*, *Балабин Ю. В.* Модельный комплекс для исследования космических лучей // Солнечно-земная физика. 2016. Т. 2. № 4. С. 3–8; Maurchev E. A., Balabin Yu. V. RUSCOSMIC — the new software toolbox for detailed analysis of cosmic rays interactions with matter // Solar-Terrestrial Physics. 2016. V. 2. No. 4. P. 3–10.

Маурчев Е. А., Балабин Ю. В., Гвоздевский Б. Б. и др. Новая численная модель для исследования космических лучей в атмосфере Земли // Известия РАН. Сер. Физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 711—715; Maurchev E. A., Balabin Yu. V., Gvozdevskii B. B. et al. Vashenyuk E. V. A new numerical model for investigating cosmic rays in the Earth's atmosphere // Bull. Russian Acad. Sciences: Physics. 2015. V. 79. Iss. 5. P. 657—659.

Маурчев Е.А., Михалко Е.А., Германенко А.В. и др. Программный комплекс ruscosmics как инструмент для оценки скорости ионизации вещества атмосферы земли протонами космических лучей // Известия РАН. Сер. Физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 712—716; Maurchev E.A., Mikhalko E.A., Germanenko A.V. et al. RUSCOSMICS Software Package as a Tool for Estimating the Earth's Atmosphere Ionization Rate by Cosmic Ray Protons // Bull. Russian Acad. Sciences: Physics. 2019. V. 83. P. 653—656.

*Мурзин В. С.* Астрофизика космических лучей: учеб. пособие для вузов. М.: Университетская кн.; Логос, 2007. 488 с.

Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. Geant4 — a simulation toolkit // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003. V. 506. Iss. 3. P. 250–303.

- Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. Recent developments in Geant4 // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2016. V. 835. Iss. 1. P. 186–225.
- Amelin N. S., Gudima K. K., Toneev V. D. et al. The quark-gluon string model and ultrarelativistic heavy-ion collisions // Soviet Journal of Nuclear Physics (English Translation). 1990. V. 51. No. 2. P. 327–333.
- Garny S., Leuthold G., Mares V., Paretzke H. G., Ruhm W. GEANT4 Transport Calculations for Neutrons and Photons Below 15 MeV // IEEE Trans Nuclear Science. 2009. V. 56. No. 4. P. 2392–2396.
- Heikkinen A., Stepanov N., Wellish J. P. et al. Bertini Intra-Nuclear Cascade Implementation in GEANT4 // Proc. Intern. Conf. Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP 2003). La Jolla, California, Mar. 24—28, 2003. E-print: nucl-th/0306008. 2003. 7 p.
- Makhmutov V. S., Bazilevskaya G. A., Stozhkov Y. I. et al. Catalogue of electron precipitation events as observed in the long-duration cosmic ray balloon experiment // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2016. V. 149. P. 258–276. DOI: http://dx.doi.org/10.1016/j. jastp.2015.12.006.
- Picone J. M., Hedin A. E., Drob D. P., Aikin A. C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // J. Geophysical Research. 2002. V. 107. No. A12. 1468. 16 p.
- Stozhkov Yu. I., Svirzhevsky N. S., Bazilevskaya G. A. et al. Long-term (50 years) measurements of cosmic ray fluxes in the atmosphere // Advances in Space Research. 2009. V. 44. Iss. 10. P. 1124–1137.
- *Thébault E., Finlay C. C., Beggan C. D.* et al. International Geomagnetic Reference Field: the 12<sup>th</sup> generation // Earth, Planets and Space. 2015. V. 67. Iss. 79. Article number: 79.
- *Usoskin I. G., Kovaltsov G.A., Mironova I.A.* Cosmic ray induced ionization model CRAC:CRII: An extension to the upper atmosphere // J. Geophysical Research. 2010. V. 115. D10302. 6 p.
- Velinov P. I. Y., Balabin Yu. V., Maurchev E. A. Calculations of enhanced ionization in stratotroposphere during the greatest ground level enhancement on 23 February 1956 (gle 05) // Comptes rendus de l'Academie bulgare des Sciences. 2017. V. 70. Iss. 4. P. 545.

### THE MODELING OF THE COSMIC RAYS MEDIUM GROUP NUCLEI TRANSPORT THROUGH THE EARTH'S ATMOSPHERE

E. A. Maurchev, Yu. V. Balabin

Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

It is assumed that at a relatively high energy (from 1 GeV per nucleon and above) for nuclei of primary cosmic rays with Z > 2, the probability of experiencing inelastic collisions increases when it transport through the lower Earth's atmosphere layers, during which cascades of secondary particles are generated that can lead to an increase in the ionization rate. The results of calculations for nitrogen and oxygen nuclei obtained using the RUSCOSMICS software package are presented. Estimates of their contribution to the ion pairs count rate are shown for the altitude range from 0 to 80 km and the location corresponding to the geographical coordinates of Apatity (high latitudes). By means of the performed calculations, it has been proved that cosmic ray particles with Z > 2 can significantly affect on the ion formation process.

Keywords: numerical modeling, cosmic rays, lower atmosphere, radiation safety

**Maurchev** Eugeny Alexandrovich — junior researcher, maurchev1987@gmail.com **Balabin** Yuriy Vasiljevich — senior researcher, PhD

## МОДЕЛИРОВАНИЕ МИГРАЦИИ ПРИМЕСИ В ПОЛИМЕРНОМ КОМПОЗИТЕ В СЛУЧАЕ НЕРАВНОМЕРНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАПОЛНИТЕЛЯ

### В. К. Мелешко

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет) (МГТУ им. Н. Э. Баумана), Москва, Россия

Предложен общий подход к моделированию потери массы полимерных композиционных материалов в условиях космического пространства. Рассмотрено влияние дрейфового компонента на потерю массы таких материалов при вакуумнотепловом воздействии. Установлено, что наличие дрейфовой составляющей в потоке мигрирующих в полимерном композите летучих веществ в зависимости от направления скорости дрейфа либо замедляет, либо ускоряет их выход через свободную поверхность материала в вакуум.

*Ключевые слова:* полимерный композиционный материал, потеря массы, диффузия, вакуумнотепловое воздействие, математическая модель

### **ВВЕДЕНИЕ**

Функционирование космического аппарата (КА) происходит в газовой среде, образующейся в окрестности КА за счёт потери массы материалов поверхности, утечки газов из негерметичных отсеков, работы бортового оборудования, выбросов продуктов сгорания топлива ракетных двигателей и других процессов. Структура и эволюция этой среды, называемой собственной внешней атмосферой (СВА) КА, зависят как от его конструкции и используемых на нём материалов, так и от множества факторов космического пространства, воздействующих на КА, которые определяются орбитой, на которой эксплуатируется аппарат. К таким факторам относятся: солнечное излучение, электромагнитные поля в окрестности аппарата, потоки заряженных частиц, атомарный кислород (на околоземных орбитах) и т.д.

Среда СВА относится к числу существенных факторов, снижающих надёжность бортовых систем и сокращающих срок активного существования КА (Модель..., 2007). В общем случае негативное влияние СВА на функционирование КА проявляется за счёт нескольких групп процессов.

Во-первых, из-за осаждения продуктов СВА на чувствительных к загрязнениям участках поверхности КА, в первую очередь, оптических (Новиков, 2007; Міуаzакі et al., 2014; Shimazaki et al., 2016; Urayama et al., 2004; Yokozawa et al., 2012). При этом загрязнение элементов бортовой аппаратуры происходит не только конденсирующимися продуктами СВА, как правило, имеющими большую молекулярную массу. На процесс загрязнения влияет как зарядка оптической поверхности под действием заряженных частиц и электромагнитного излучения Солнца, так и ионизация компонентов СВА средней и малой массы, способствующая их осаждению на поверхностях КА (Хасаншин, Новиков, 2014; Міуаzакі et al., 2016). Оптические поверхности могут загрязняться также веществом, выбрасывающимся в окружающее пространство при электростатических разрядах.

Во-вторых, снижается электрическая прочность открытого электротехнического и радиотехнического оборудования за счёт увеличения давления вблизи поверхности КА и, как следствие, увеличения вероятности газовых форм разряда (Хасаншин и др., 2016).

В-третьих, за счёт рассеяния солнечного света частицами СВА возрастает уровень светового фона в окрестности КА.

Для современных и перспективных KA, оснащаемых большим количеством высокочувствительной аппаратуры, наиболее критичным является загрязнение поверхности KA продуктами CBA. Острота этой проблемы обусловлена также широким применением полимерных материалов и внедрением в практику конструирования KA негерметизированных отсеков, что создаёт предпосылки для увеличения плотности CBA и присутствия в её составе высокомолекулярных соединений, легко конденсирующихся на поверхности аппарата.

Полимерные композиционные материалы (ПКМ), используемые в качестве внешних покрытий и занимающие значительную площадь поверхности спутника, подвергаются неэкранированному воздействию космических излучений и могут служить основными источниками летучих веществ (ЛВ), составляющих СВА КА. В качестве ЛВ могут выступать как технологические добавки в материал (пластификаторы, растворители, отвердители и т.д.), так и вещества, образованные в результате воздействия на материал факторов космического пространства. Экспериментальные исследования показали, что на выход летучих продуктов из ПКМ в вакуум оказывает влияние воздействие электромагнитного излучения и заряженных частиц — электронов и протонов. Например, в работах (Khassanchine et al., 2006а, b) показано, что воздействие излучения на полимерные материалы в вакууме сопровождается выделением ЛВ, существовавших в материале, а также продуктов фотолиза и радиолиза.

Применение математического моделирования для разработки ПКМ космического назначения даст возможность оптимизировать их скорости потери массы в условиях эксплуатации не только за счёт выбора рецептуры, но и за счёт оптимизации структуры (например, распределение наполнителя). Это позволит в разы сократить объём экспериментальных работ и испытаний для подтверждения функциональных свойств создаваемых композитов и даст возможность прогнозировать ожидаемый в условиях эксплуатации уровень их общей потери массы.

Цель настоящей работы заключается в численном исследовании миграции летучих продуктов в модельных полимерных композитах и их выхода в вакуум с помощью краевой задачи для координатно-зависимой диффузии. В качестве модельных материалов выбраны модификации штатного терморегулирующего покрытия — наполненного полимерного композита. Следует отметить, что при координатной зависимости коэффициента диффузии уравнение, описывающее процесс миграции примеси в твёрдом теле, должно содержать наряду с диффузионным слагаемым также и дрейфовое слагаемое (Малкович, 1982; Малкович, 2006; Усков и др., 1972; Kurata et al., 1973; Maser, 1993).

### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОТЕРИ МАССЫ

В общем случае потеря массы полимерного материала при вакуумнотепловом воздействии складывается из следующих основных процессов:

- 1) десорбции ЛВ с поверхностности ПКМ на границе материал вакуум;
- 2) миграции к границе материал вакуум и десорбции ЛВ, абсорбированных ПКМ или образованных в нём в результате термической деструкции в полимерной матрице;
- 3) сублимации полимерной составляющей материала в вакуум.

Таким образом, потеря массы материалов KA — это результат нескольких процессов, происходящих в  $\Pi KM$  и на их поверхностях, как реакция на внешнее воздействие.

Для получения теоретических оценок потери массы модельных материалов в вакууме предлагается физико-математическая модель, представляющая собой краевую задачу для уравнения диффузии с дрейфовой компонентой потока диффузанта. Уравнения, используемые для численного анализа миграции продуктов газовыделения в образцах модельных материалов, имеют вид

$$\frac{\partial c_i(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ D_i(x,t) \frac{\partial c_i(x,t)}{\partial x} - v_i(x,t) c_i(x,t) \right] - \beta_i c_i(x,t) + S_i(x,t), 
0 < x < L, \quad t < 0,$$
(1)

где  $\beta_i$  — скорость реакций первого порядка с участием молекул i-го типа;  $D_i(x,t)$  — эффективный коэффициент диффузии молекул i-го типа в материале;  $v_i(x,t)$  — эффективная скорость дрейфа;  $S_i(x,t)$  — функция источника молекул i-го типа, образующихся при термической деструкции полимерной матрицы; L — толщина образца материала, L намного меньше остальных линейных размеров, что позволяет рассматривать одномерную задачу для уравнения (1).

Следует отметить, что в уравнении (1) плотность потока молекул i-го типа через сечение, проведённое в точке x параллельно границе материал — вакуум в произвольный момент времени, состоит из плотности диффузионного  $W_{iD}=-D_i(x,t)\frac{\partial c_i(x,t)}{\partial x}$  и дрейфового  $W_{iv}=v_i(x,t)$  с $_i(x,t)$  потоков. Дрейфовый поток может быть обусловлен, например, неравномерным распределением активного по отношению к диффузанту наполнителя в модельном композите (МК).

В качестве дополнительных условий, выделяющих единственное решение уравнения (1), были выбраны начальное и граничные условия следующего вида:

$$c_i(x,t)\Big|_{t=0} = R_i(x), \tag{2}$$

$$\left| D_i(x,t) \frac{\partial c_i(x,t)}{\partial x} - v_i(x,t) c_i(x,t) \right|_{x=0} = 0,$$
(3)

$$\left[D_i(x,t)\frac{\partial c_i(x,t)}{\partial x} - v_i(x,t)c_i(x,t) + k_i(t)c_i(x,t)\right]_{x=L} = 0,$$
(4)

где  $R_i(x)$  — начальное распределение молекул i-го типа в материале;  $k_i(t)$  — эффективный коэффициент десорбции молекул i-го типа.

Появление дрейфовой составляющей потока потенциальных продуктов газовыделения в случае неравномерного распределения наполнителя в материале может быть связано с тем, что часть молекул движется в направлении к области с большей концентрацией частиц наполнителя, являющихся центрами адсорбции летучих продуктов. При этом направления дрейфового и диффузионного потоков могут либо совпадать, либо быть противоположными. В первом случае должно наблюдается ускорение, а во втором — замедление выхода потенциальных продуктов газовыделения в вакуум.

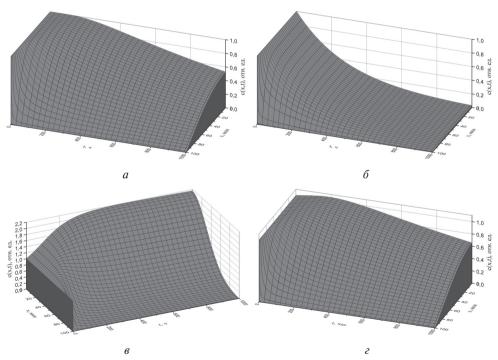
На основе результатов численного моделирования выбраны структуры МК, обеспечивающие ускоренный и замедленный выход летучих веществ из материала в вакуум. При одинаковом массовом соотношении полимерного связующего и наполнителя МК отличаются пространственными распределениями частиц наполнителя в полимерной матрице.

Ускоренная	Отсутствие	Замедленная	Застывание	Восходящая
диффузия	дрейфа	диффузия	профиля	диффузия
$W_{iD}W_{iv} > 0$	$W_{iv} = 0$	$W_{iD}W_{iv} < 0$		

В модельных материалах распределение активного наполнителя обеспечивает: обычную диффузию (при равномерном распределении наполнителя — MK1); ускоренную (при линейно-возрастающем распределении от точки x=0 к точке x=L — MK2), восходящую и замедленную диффузию (при линейноубывающем распределении от точки x=0 к точке x=L — MK3 и MK4 соответственно). При разнонаправленных но равных по абсолютной величине диффузионных и дрейфовых потоках возможно «застывание» профиля концентрации. Для наглядности перечисленные виды диффузии представлены в виде таблицы.

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Часть результатов численного решения задачи (1)—(4) представлена на рис. 1. Эти зависимости получены при следующих значениях параметров:  $R_i(x) = 1,0 \text{ мол/мкм}^3; k_i = 0 \text{ мкм/c}; D_i(x,t) = 0,001 \text{ мкм}^2/\text{c}; L = 100 \text{ мкм}.$ 



**Рис. 1.** Пространственно-временное перераспределение концентрации ЛВ в модельных материалах: a — при отсутствии дрейфа МК1;  $\delta$  — при ускоренной диффузии МК2;  $\delta$  — при восходящей диффузии МК3;  $\epsilon$  — при замедленной диффузии МК4

На рис. 1 влияние дрейфовой составляющей потока на пространственновременное перераспределение концентрации молекул i-го типа в модельных

композиционных материалах рассматривается в сравнении с распределением ЛВ в отсутствии дрейфа, т. е. при  $v_0 = 0$  (см. рис. 1a).

Результаты расчётов показали, что наличие дрейфовой компоненты в потоке мигрирующих в ПКМ молекул может оказывать определяющее влияние на их распределение в материале. Например, совпадение направлений градиентного и дрейфового потоков молекул при  $v_0 = 0,0001$  приводит к ускоренной потере массы материала (см. рис.  $1\delta$ ).

Если эти потоки разнонаправлены, то восходящая диффузия на небольшом промежуток времени проявляется и при малых по абсолютной величине значениях отрицательной скорости дрейфа  $v_0 = -0,0001$  (см. рис. 1e). В случае большой по абсолютной величине отрицательной скорости дрейфа она должна быть убывающей функцией от времени. В противном случае основная часть мигрирующих молекул должна локализоваться у подложки (в окрестности точки x=0), что невозможно из-за ограниченности ёмкости частиц наполнителя — адсорбентов молекул диффузанта в материале. При значении  $v_0=-0,00001$  (см. рис. 1e) восходящая диффузия сменяется замедленной диффузией спустя приблизительно 400 ч. Последнее объясняется тем, что в рассматриваемом случае при восходящей диффузии градиент концентрации увеличивается и достигает значения, при котором разнонаправленные дрейфовая и диффузионная компоненты становятся равными по абсолютной величине.

### выводы

Для численного анализа миграции потенциальных продуктов газовыделения в наполненном полимерном композите предложена физико-математическая модель на основе третьей краевой задачи для уравнения координатно-зависимой диффузии с учётом дрейфа диффузанта в материале. Анализ результатов численного моделирования, проведённого по представленной модели, позволяет утверждать, что она корректно описывает основные виды диффузии и, в частности, что скорость дрейфа должна быть убывающей функцией от времени. Последнее объясняется ограниченной ёмкостью частиц наполнителя — адсорбентов потенциальных летучих веществ в материале.

Наличие дрейфовой составляющей в потоке мигрирующих в модельном композите веществ в зависимости от направления скорости дрейфа приводит либо к их накоплению в материале, либо ускоряет их выход через свободную поверхность материала.

В дальнейшем планируется развитие представленной в этой работе модели и проведение численных и лабораторных экспериментов для исследования миграции продуктов фотолиза и радиолиза в полимерных композиционных материалах космического назначения в условиях максимально приближённых к эксплуатационным, а также использовать результаты численного моделирования для создания материалов с заданной скоростью потери массы.

### ЛИТЕРАТУРА

- *Малкович Р. Ш.* Обобщенные уравнения диффузии в кристалле // Физика твердого тела. 1982. Т. 24. № 4. С. 1088-1093.
- *Малкович Р. Ш.* К анализу координатно-зависимой диффузии // Журн. теор. физики. 2006. Т. 76. Вып. 2. С. 137—140.
- Модель космоса. Научно-информационное издание / под ред. М. И. Панасюка, Л. С. Новикова. Т. 2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. М.: КДУ, 2007. 1144 С.

- Усков В. А., Васькин В. В. Влияние неоднородности распределения вакансий на диффузию примесей в полупроводниках // Неорганич. материалы. 1972. Т. 8. № 10. С. 1843-1844.
- *Хасаншин Р. Х.*, *Новиков Л. С.* Влияние электронного облучения стекла K-208 на процесс загрязнения его поверхности высокомолекулярными соединениями // Перспективные материалы. 2014. № 8. С. 13-21.
- Хасаншин Р. Х., Новиков Л. С., Коровин С. Б. Влияние давления остаточной атмосферы на развитие электростатических разрядов на поверхности защитных стекол солнечных батарей // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2016. № 10. С. 14—24.
- Khassanchine R. H., Timofeev A. N., Grigorevskiy A. V., Galygin A. N. (2006a) Influence of UV radiation on outgassing of polymeric composites // J. Spacecraft and Rockets. 2006. V. 43. No. 2. P. 410–413.
- Khassanchine R. H., Timofeev A. N., Galygin A. N., Kostyuk V. I. (2006b) Simulation of electron radiation on outgassing of spacecraft materials // J. Spacecraft and Rockets. 2006. V. 43. No. 3. P. 509–513.
- *Kurata M.*, *Morikawa Y.*, *Nagami K.*, *Kuroda H.* Remarks on the vacancy mechanisms in ion implantation // Japanese J. Applied Physics. 1973. V. 12. No. 3. P. 472–473.
- Maser K. Comment on: "Direct experimental evidence for diffusion of dopants via pairs with intrinsic point defects" // Applied Physics Letters. 1993. V. 63. Iss. 18. P. 2576.
- Miyazaki E., Miura Yu., Numata O., Yamanaka R., Baba S., Ishizawa Ju., Kimoto Y., Tamura T. Evaluating the bakeout effectiveness of RTV-S691 silicone adhesive by measuring outgassing rate // Proc. SPIE. 2014. V. 9196. 91960A. DOI: 10.1117/12.2061774.
- Miyazaki E., Shimazaki K., Numata O., Waki M., Yamanaka R., Kimoto Yu. A new experimental procedure of outgassing rate measurement to obtain more precise deposition properties of materials // Proc. SPIE. 2016. V. 9952. 99520K. https://doi.org/10.1117/12.2238312.
- Shimazaki K., Miyazaki E., Kimoto Y. Optical calculations and in-situ measurement of transmittance spectra of contaminant thin films // Proc. SPIE. 2016. V. 9952. 995208. https://doi.org/10.1117/12.2237523.
- *Urayama F., Hayashi T., Takeda N., Baba N.* Modeling of material outgassing and deposition phenomena // Proc. SPIE. 2004. V. 5526. doi: 10.1117/12.561314.
- Yokozawa H., Baba S., Miyazaki E., Kimoto Y. Evaluation of bakeout effectiveness by optical measurement of a contaminated surface // Proc. SPIE. 2012. V. 8492. DOI: 10.1117/12.929453.

### MODELING THE MIGRATION OF IMPURITIES IN A POLYMER COMPOSITE IN THE CASE OF UNEVEN DISTRIBUTION OF FILLER

### V. K. Meleshko

Bauman Moscow State Technical University (BMSTU), Moscow, Russia

A general approach to modeling the mass loss of polymer composites under space conditions is proposed. The influence of the drift component on the mass loss of such materials under vacuum-thermal influence is considered. It is established that the presence of a drift component in the flow of volatile substances migrating in the polymer composite, depending on the direction of the drift velocity, either slows down or accelerates their escape through the free surface of the material into vacuum.

*Keywords*: polymer composite material, mass loss, diffusion, vacuum-thermal influence, mathematical model.

Meleshko Valentina Konstantinovna — master student, v.k.meleshko@mail.ru

### АНАЛИЗ ГРАВИТАЦИОННЫХ АНОМАЛИЙ И ВЫСОТ ГЕОИДА ВЕНЕРЫ

### Т. И. Менщикова

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова (МГУ) Москва, Россия

В работе использованы данные о топографии и гравитационном поле Венеры, полученные космическим аппаратом «Магеллан». На основании этих данных и использовании равновесной фигуры Венеры в качестве её референсной поверхности построены карты изолиний высот геоида и гравитационных аномалий планеты. Анализ полученных результатов показал, что большинство гравитационных аномалий и высот геоида сильно коррелируют с рельефом поверхности.

*Ключевые слова:* гравитационное поле, топография, гравитационные аномалии, параметры равновесной фигуры, Венера

Современное исследование венерианской поверхности началось в 1960-х гг. с помощью земных радиотелескопов и первых космических миссий. Постепенно накопившиеся данные, полученные с космических аппаратов, дают представление об атмосфере и поверхности планеты. Но из-за сложных технических условий на поверхности Венеры (температура 740 К и давление 9,3 МПа) пока не было проведено сейсмических экспериментов, позволяющих уточнить её внутреннее строение.

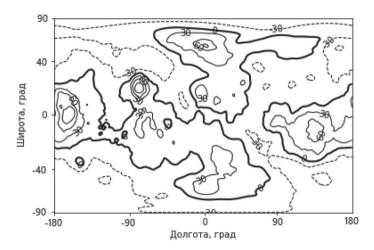
В связи с планируемыми в настоящее время миссиями по исследованию Венеры: проект Роскосмоса и НАСА «Венера-Д», проект EnVision EKA (Европейское космическое агентство, *англ*. European Space Agency — ESA), среди аппаратуры которых будет также сейсмометр, возникает актуальность исследования строения недр Венеры и анализа гравитационных аномалий и высот геоида планеты.

Целью работы является получение дополнительной информации о недрах планеты в отсутствии сейсмических данных по данным гравитационного поля и топографии Венеры. Рельеф поверхности отражает геологические процессы, проходившие в планете, а гравитационное поле — распределение масс на поверхности и в её недрах. Совместный анализ гравитационного поля и топографии служит одним из методов наложения дополнительных ограничений на знания о внутренней структуре планеты.

В работе использованы данные о топографии и гравитационном поле Венеры, полученные с космического аппарата «Магеллан» в период 1990—1994 гг., и остаются наиболее полным набором данных. Топография (модель SHTJV360u) представлена в виде коэффициентов разложения по полиномам Лежандра высот рельефа относительно центра масс до 360-й степени и порядка группой (Rappaport et al., 1999). Гравитационное поле (модель SHGJ180u) представлено в виде коэффициентов разложения по полиномам Лежандра до 180-й степени и порядка группой (Konopliv et al., 1999). Модели представляет собой ряд полностью нормализованных коэффициентов и доступны на сайте Системы планетных данных (URL: http://pds-geosciences.wustl.edu).

При анализе гравитационного поля и топографии необходимо выбрать отсчётную (референсную) поверхность Венеры и построить аномалии гравитационного ускорения. Для модельного распределения плотности по уравнениям теории фигуры второго приближения (Жарков, Трубицын, 1980) рассчитаны параметры равновесной фигуры для нескольких выбранных пробных моделей внутреннего строения.

В работе проведён анализ высот геоида (рис. 1) и отклонений силы тяжести (рис. 2) от гидростатически равновесных значений для различных районов. Карта гравитационных возмущений и геоид позволяют оценить, имеется ли корреляция между гравитационным полем и топографией.



**Рис. 1.** Карта высот геоида N относительно равновесной фигуры. Нулевой уровень соответствует равновесной фигуре. Сплошные линии соответствуют положительным высотам, пунктирные — отрицательным. Интервал между изолиниями 30 м

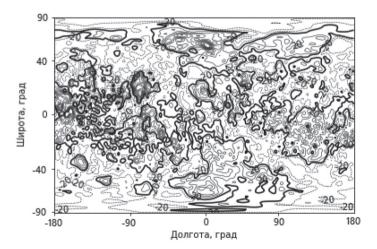


Рис. 2. Карта отклонений ускорения силы тяжести от гидростатически равновесных значений на поверхности Венеры для гармоник со 2-й по 70-ю степеней. Сплошные линии соответствуют положительным значениям, пунктирные — отрицательным. Интервал между изолиниями 20 мГал

Высоты геоида, изображённые на рис. 1 показывают, что самые большие значения высот геоида Венеры соответствуют областям Бета и Овда и континентальным зонам земель Афродиты, Иштар, Лады. Также видно, что равнины с самыми низкими высотами имеют отрицательные значения высот геоида. В общем, геоид хорошо коррелирует с топографией.

Низменности на Венере характеризуются отрицательными гравитационными аномалиями. Возвышенные плато имеют небольшие гравитационные аномалии (возможная изостатическая компенсация), вулканические поднятия характеризуются большими гравитационными аномалиями.

Из приведённых рисунков видно, что большинство гравитационных аномалий и высот геоида сильно коррелируют с рельефом поверхности.

### ЛИТЕРАТУРА

Жарков В. Н., Трубицин В. П. Физика планетных недр. М.: Наука, 1980. 448 с.

Konopliv A. S., Banerdt W. B., Sjogren W. L. Venus gravity: 180<sup>th</sup> degree and order model // Icarus. 1999. V. 139. P. 3–18. DOI:10.1006/icar.1999.6086.

Rappaport N. J., Konopliv A. S., Kucinskas A. B. Animproved 360 degree and order model of Venus topography // Icarus. 1999. V. 139. P. 19–31. doi:10.1006/icar.1999.6081.

### ANALYSIS OF GRAVITATIONAL ANOMALIES AND HEIGHTS OF THE VENUS GEOID

### T. I. Menshchikova

Lomonosov Moscow state university (MSU), Moscow, Russia

This paper uses data on the topography and gravitational field of Venus obtained by the Magellan spacecraft. Based on these data and using the equilibrium figure of Venus as its reference surface, maps of the geoid heights and gravity anomalies of the planet are calculated. Analysis of the results has showed that most of the gravity anomalies and geoid heights are strongly correlated with the surface topography.

*Keywords*: gravitational field, topography, gravitational anomales, parameters of the equilibrium figure, Venus

Menshchikova Tamara Ivanovna — ms.tamm@mail.ru

## ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО ОБЛИКУ, ЦЕЛИ, ЗАДАЧЕ И ВОЗМОЖНЫМ СЦЕНАРИЯМ РАБОТЫ ЛУНОХОДА В СОСТАВЕ ПОСАДОЧНОЙ МИССИИ НА ЛУНУ

### А.В. Носов, М.Л. Литвак

Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

Основная цель будущих лунных проектов, безусловно — обеспечение успешной доставки максимально возможного количества полярного лунного реголита, взятого с разной глубины, с сохранением летучих веществ и водяного льда. Кроме этого, в дополнительные цели такого проекта включено создание космического комплекса на поверхности Луны на базе посадочных аппаратов, а также возврат на Землю биологических образцов и электронных компонентов, прошедших длительное экспонирование на поверхности Луны в составе предыдущих посадочных аппаратов. Для реализации этих целей необходимо обеспечить технологическую мобильность в окрестности посадки посадочного модуля. Это включает различные операции как в непосредственной окрестности места посадки для прямой помощи в сборе образцов грунта, так и в удалённой окрестности для доставки биологических образцов и электроники.

Наиболее универсальным средством для решения этих задач является автономный луноход малого или среднего класса, оснащённый манипулятором для сбора и переноски различных образцов и научных модулей и имеющий возможность прямого телеуправления с Земли. В дополнение к основным целям миссии, наличие автономного лунохода, способного многократно пережить лунную ночь, также означает существенное расширение научной программы миссии, позволяя её продлить и после старта возвращаемого модуля с образцами лунного грунта, обеспечивает возвращение после долгого перерыва к практике использования луноходов и даёт возможность отработать элементы и основные принципы будущей лунной геологоразведки. Поэтому мобильность на поверхности Луны в реализации космического эксперимента, проводимого в рамках будущей посадочной миссии, является приоритетной задачей, а её возможные реализации должны быть детально изучены для выбора оптимальной концепции лунохода.

С учётом изучения лётных образцов, прототипов и современных космических технологий можно будет реализовать концепцию лунохода малого или среднего класса и наделить его достаточно большой функциональностью для таких задач, как: съёмка окрестности места посадки, посадочного модуля и процесса бурения и забора грунта, сбор и доставка образцов с поверхности Луны, собранных в окрестности места посадки, перенос и установка на поверхность автономных исследовательских модулей в окрестности мета посадки ПМ (сейсмометры, термодатчики), и многие другие.

*Ключевые слова:* луноход, планетоход, комплекс научной аппаратуры, концепция шасси, Луна, приполярные области, космические исследования

### **ВВЕДЕНИЕ**

Мобильность на поверхности Луны в реализации космического эксперимента, проводимого в рамках будущих посадочных миссий, становится одной из приоритетных задач, так как существенно расширяет возможности по забору и переносу образцов грунта и его анализу, позволяет реализовать автономную исследовательскую работу, обеспечивает возвращение после долгого перерыва к практике использования луноходов и даёт возможность отработать элементы и основные принципы будущей лунной геологоразведки.

### ТРЕБОВАНИЯ К ЛУНОХОДУ

Ближайшей возможностью отправить российский луноход на поверхность Луны является миссия «Луна-Грунт» («Луна-28»), которая посвящена забору и доставке на Землю образцов полярного реголита. Здесь наиболее оптимальным является вариант отправки посадочного аппарата с ракетоносителем «Ангара-5», который может доставить на поверхность посадочный модуль (ПМ) с массой около 5500 кг, включая полезную нагрузку в виде комплекса научной аппаратуры (КНА) весом до 120 кг и дополнительным резервом массы до 150 кг, которая может быть распределена на луноход малого или среднего класса. В этом случае весь резерв массы может быть использован в соотношении 100 кг на сам луноход и 50 кг на устройство его закрепления и съезда с посадочного аппарата. Таким образом получается, что при благоприятном стечении обстоятельств (доступность тяжёлого ракетоносителя, прицельное проектирование миссии с приоритетным учётом мобильности на поверхности Луны) можно будет реализовать концепцию лунохода малого или среднего класса и наделить его достаточно большой функциональностью, включающей такие задачи, как: съёмка окрестности места посадки, посадочного модуля и процесса бурения и забора грунта при наличии глубинных грунтозаборных устройств (ГЗУ); сбор и доставка образцов с поверхности Луны, собранных в окрестности места посадки, на посадочный модуль с их последующей загрузкой в возвращаемый модуль; перенос и установка на поверхность автономных исследовательских модулей в окрестности места посадки посадочного модуля (сейсмометры, термодатчики); доставка на борт посадочного модуля капсул с образцами грунта, биологическими материалами и образцами радиоэлектронных изделий с борта посадочного модуля предыдущей посадочной миссии (при условии, что посадка модуля совершена в тот же район, что посадка предыдущего) (это требование является опциональным); исследование лунного реголита в локальной окрестности места посадки посадочного модуля до того момента, пока не осуществлён запуск возвращаемого модуля; съёмка старта возвращаемого модуля и проведение наблюдений окружающей среды, возмущённой в результате старта; дополнительные исследования пробурённой скважины (при наличии глубинного грунтозаборного устройства) после старта возвращаемого модуля (например установка термодатчиков); проведение автономных исследований по мере удаления лунохода от места посадки (от 100 м до 30 км) после старта возвращаемого модуля.

Последний пункт включает мониторинг окружающей обстановки (плазменная, пылевая и радиационная обстановки), исследования элементного, изотопного и минералогического состава лунного реголита с прицелом на поиск потенциально востребованных лунных ресурсов (прежде всего для поддержания работы будущей лунной базы).

Сейчас предполагается, что места посадки ближайших российских лунных миссий будут выбраны на южных полярных широтах и смогут оказаться в пределах границ самого крупного лунного кратера бассейна южного полюса — Эйткен. Это означает, что перед мобильными исследованиями с борта лунохода ставятся следующие научные задачи:

- 1. Определение хронологии, когда образовался первичный кратер и последующие вторичные кратеры. Какие ограничения это налагает на текущее знание об эпохе поздней тяжёлой метеоритной бомбардировки Луны (примерно 3,8—4,1 млрд лет назад) и как это может быть связано со изменением орбит газовых гигантов находящихся во внешней части Солнечной системы.
- 2. Характеристика процессов формирования бассейнов гигантских кратеров: Какова была глубина ударного воздействия во время образования

- бассейна и как распределились по поверхности выброшенные в результате взрыва материалы. Как это повлияло на лунную кору и мантию.
- 3. Исследование структуры и эволюции лунной коры/мантии/ядра: какие процессы контролировали дифференциацию вещества. Когда в ядре функционировало магнитное динамо.
- 4. Определение распределения тория и других выделяющих тепло элементов, и их воздействия на разогрев Луны.
- 5. Исследование лунных базальтов на обратной стороне Луны: почему лунных морей оказалось больше на видимой стороне. В чём причина дихотомии коры видимой и обратной сторон Луны.
- 6. Выяснение происхождения и распределения местных летучих веществ и прежде всего водяного льда.

Для решения поставленных перед луноходом научных и инженерных задач должны быть разработаны и реализованы следующие технологии:

- 1. Мобильность на масштабе расстояний от 1 до 30 км с разными особенностями лунного рельефа.
- 2. Гибкая система управления луноходом, включающая как возможности прямого телеуправления, так и полную автоматическую навигацию с использованием технического зрения.
- 3. Надёжные системы энергообеспечения и терморегулирования, допускающие длительное существование лунохода на поверхности Луны (до года), с многократным выживанием в условиях лунной ночи (на полярных широтах лунный день может составлять до одной земной недели, а лунная ночь до трёх земных недель). Эти системы объединяются в единый энергокомплекс, имеющий в составе солнечные батареи, аккумуляторную батарею, радиоизотопные нагреватели (РИТ) и радиоизотопный источник электричества (РИТЭГ).
- 4. Многоканальный радиокомплекс, обеспечивающий высокоскоростную (несколько мегабит в секунду) связь с посадочными и орбитальными аппаратами при условии полной совместимости с существующими и разрабатываемыми лунными миссиями, а также с наземными станциями.
- 5. Наличие многофункционального манипулятора для переноски капсул с образцами грунта, автономных научных модулей, копания, забора проб лунного реголита, камней, обломков породы и их последующей доставки в аналитические приборы на борту лунохода и для отправки на Землю.
- 6. Опционально небольшое по размеру и массе грунтозаборное устройство для забора образцов с глубины до 300 мм.
- 7. Гибкая компоновка лунохода, позволяющая выделить максимально возможную массу для полезной нагрузки в виде КНА (от 15 до 20 % от общей массы лунохода).

В комплекс научной аппаратуры лунохода с первым приоритетом (геологоразведка лунной поверхности вдоль трассы движения лунохода) должны входить следующие приборы: стереокамера на штанге и поворотной платформе для визуализации процесса движения как в передней зоне лунохода, так и в задней зоне, съёмки панорамы поверхности и посадочного модуля и построения 3-D карты окружающего рельефа; нейтронный детектор для обнаружения водородосодержащих соединений (прежде всего водяной лёд) на глубине до 1 м; аналитический прибор для химического и изотопного анализа образцов грунта (доставляемого манипуляторным комплексом); инфракрасный спектрометр для изучения минералогического состава подстилающей лунной поверхности; рамановский LIBS-спектрометр (англ. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy) для

дистанционного анализа химсостава поверхности; радиолокационный комплекс (георадар) для электромагнитного зондирования подстилающей поверхности и определения стратиграфической структуры лунного грунта; манипуляторный комплекс с ковшом, грунтозаборником и универсальным хватом; опционально малое грунтозаборное устройство (глубина бурения до 30—50 см).

### КОНЦЕПЦИЯ ШАССИ И ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Исходя из поставленных научно-технических задач и внешних условий предлагается следующая конструкция шасси, технические параметры и требования.



Рис. 1. Концептуальный вид лунохода

Луноход может иметь четыре открытых металлоэластичных колеса с электродвигателями в каждом. Сами колёса крепятся непосредственно к балансирам или же к раме (в зависимости от компоновки). Сама рама выполнена в виде термостатируемой платформы (ТСП) с контролем температуры, снизу которой находятся крепления колёс и аккумуляторной батареи (АКБ), а сверху устанавливаются комплекс научной аппаратуры и служебное оборудование самого лунохода. Вся конструкция обшита экранно-вакуумной теплоизоляцией (ЭВТИ), а снаружи смонтированы раскрывающиеся солнечные панели, тепловые радиаторы, элементы технического зрения, манипуля-

торный комплекс. Концептуальный вид модели лунохода дан на рис. 1, предполагаемые технические характеристики приведены ниже.

### Предполагаемые технические характеристики

Масса снаряжённая 80–100 кг
Полезная нагрузка10—20 кг
Габариты (длина×ширина×высота) 600×500×250 см
Преодолеваемый угол подъёма
Колёсная схема
Тип колеса открытое металлоэластичное
Тип движителя колёсный/колесно-шагающий
Тип двигателя (номинальная мощность) бесколлекторый (10 Вт)
Клиренс с возможностью регулирования
Механизм поворота бортовой
Максимальная скорость
Производимость солнечных панелей 70 Вт
Номинальное напряжение бортовой сети 12 В
Ёмкость батарей

Существуют три принципиально разные конструктивные схемы планетохода:

• K — колёсный движитель. Для данной схемы крепление колёс осуществляется непосредственно к раме, а подвеска как таковая отсутствует;

- K+TП колёсный движитель + торсионная подвеска. Наличие подвески обеспечивает большую проходимость и скорость, а также уменьшение ударных нагрузок;
- КШ+ТП колёсно-шагающий движитель + регулируемая торсионная подвеска, которая даёт возможность регулировок углов осей балансиров, увеличивая проходимость.

Тип подвески влияет на технические характеристики лунохода, которые по-казаны в таблице.

Параметр	Конструктивная схема				
	K	к+тп	КШ+ТП		
Снаряжённая масса, кг	80	90	100		
Полезная нагрузка, кг	15	15	20		
Подвеска	Колёса жёст- ко крепятся к раме	Колёса, балансиры, торсионы жёстко крепятся к раме	Колёса, балансиры, торсионы, механизм регулировки наклона каждой оси		
Габариты, см • в сложенном виде • в развёрнутом виде	600×500×250 600×500×250		500×500×180 600×500×250		
Преодолеваемый угол подъёма, град	25	25	30		
Клиренс	Нерегулиру- емый	Нерегулируемый	Регулируемый (возможность приподниматься и съезжать с камня при посадке на него днищем)		
Распределение на- грузки	Нерегулиру-емое	Нерегулируемое	Регулируемое (имеет существенное значение при движении планетохода по косогорам)		
Проходимость	Стандартная	Стандартная	Повышенная (за счёт механизма поворота балансиров)		

Технические характеристики лунохода

Металлоупругое колесо (рис. 2) было разработано совместно со специалистами ИКИ РАН. Его конструкция представляет собой сваренный лист из титанового сплава толщиной  $0.8~\rm m$  для обода и  $1.5~\rm m$  для спиц. При диаметре в  $360~\rm m$  колесо имеет массу в  $0.7~\rm k$ г. Упругая характеристика, указана на рис.  $3.~\rm m$ 



Рис. 2. Металлоупругое колесо

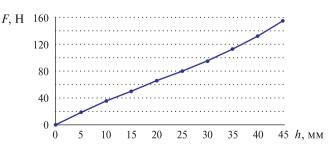


Рис. 3. Упругая характеристика колеса

Колесо хорошо зарекомендовало себя во время наземных отработок на различных типах грунтов.

Упругая характеристика торсиона зависит от его физических параметров (материал, площадь сечения, длина, диаметр) и подбирается индивидуально под каждое транспортное средство. Меняя начальное положение балансира, можно менять жёсткость подвески (в случае с КШ+ТП регулируется в режиме реального времени). При разработке торсиона следует учесть, что модуль сдвига, который в обычных расчётах принимается постоянным, будет меняться вследствие большого разброса температуры.

### СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ЛУНОХОДА

Для решения поставленных задач система управления (СУ) должна располагать следующими измерительными средствами и аппаратным составом для управления работой бортовых систем: солнечные датчики, обеспечивающие привязку к инерциальному пространству; гироинерциальный прибор, обеспечивающий измерение угловых скоростей; акселерометры, обеспечивающие определение местной вертикали; вычислительные средства, обеспечивающие реализацию алгоритмов управления движением; исполнительные органы, обеспечивающие создание управляющего момента требуемой величины и направления по сигналам из вычислительной системы; устройства, обеспечивающие приём, преобразование, коммутацию, выдачу и усиление сигналов между элементами СУ и её вычислительной системой.

Основные компоненты СУ лунохода:

- 1. Блок управления шасси (БУШ). Шасси совместно с системой управления лунохода должно выполнять следующие функции: движение в заданном режиме; управление исполнительными органами шасси во всех режимах движения; контактное обнаружение препятствий; диагностика и остановка в случае обнаружения непреодолимого препятствия или нештатной ситуации с шасси; телеметрирование параметров движения (обороты и потребляемый ток мотор-колёс, исполнительных механизмов, взаимные углы между подвижными элементами).
- 2. Система безопасности и система навигации (СБН) лунохода: солнечный датчик; гироскоп; датчики местной вертикали; датчик близости препятствий; контактные датчики (датчик днища).

Совокупность измерительных систем, блоков управления и системы безопасности должна также обеспечивать опцию автономной навигации и движения. Это обеспечивается исходя из отработанных в процессе циклограмм движения и логики предсказания опасных для лунохода ситуаций.

Гипотетический сценарий работы лунохода на поверхности в первые лунные сутки:

- 1. Зарядка АКБ, первое включение, проведение функциональной диагностики, расчековка и выход из транспортного положения, подготовка к съезду на поверхность (12 ч).
- 2. Съезд с посадочного модуля по аппарелям на поверхность Луны (примерно 6 ч).
- 3. Функциональная диагностика систем лунохода на поверхности Луны, включая манипуляторный комплекс и грунтозаборное устройство, функциональная диагностика комплекса научной аппаратуры (примерно 12 ч).
- 4. Объезд и фотографическая съёмка ПМ и расчекованного ГЗУ. Начало работы мониторинговой научной аппаратуры (6 ч).

- Движение вокруг ПМ. Построение трёхмерной карты местности (примерно 6 ч).
- 6. Взаимодействие с ПМ: снятие, перевозка и установка на поверхность автономных измерительных модулей (примерно 12 ч).
- 7. Мониторинг процесса бурения (ГЗУ на борту ПМ) (примерно 6 ч).
- 8. Тестовое взятие проб грунта (манипулятором или ГЗУ) и их анализ на борту лунохода (примерно 12 ч).
- 9. Выбор места для специального забора образцов в окрестности ПМ, взятие образцов и их перевозка на ПМ для укладки в возвратный модуль (ВМ) (примерно 12 ч).
- 10. Переезд к посадочному модулю предыдущей миссии, забор биологических образцов, доставка их на борт для укладки в ВМ (от 24 до 48 ч). Опционально.
- 11. Отъезд на безопасное расстояние. Съёмка старта ВМ и проведение мониторинговых измерений окружающей среды (примерно 24 ч).
- 12. Проведение измерений места посадки и места бурения после улёта ВМ. Установка в пробурённую скважину автономных модулей (несколько земных суток).
- 13. Подготовка к ночной парковке (несколько земных суток).

### НАЗЕМНЫЕ ОТРАБОТКИ

В качестве специального требования для наземных отработок необходимо создание отработочного полигона (размером не менее 30×30 м) для отработок различных сценариев управления луноходом. Он должен включать покрытие всего полигона материалом, подтверждённым в качестве имитатора лунного реголита, иметь имитацию мелких и крупных кратеров, различных уклонов местности (до 30°), распределение камней/обломков породы разного размера, макет посадочного модуля с аппарелями (для отработки съезда лунохода), макеты автономных модулей (которые луноход должен устанавливать на поверхность).

### ЛИТЕРАТУРА

- *Виноградов А. П.* Передвижная лаборатория на Луне «Луноход-1». Т. 1−2. М.: Наука, 1971. 128 с
- Громов В. В., Забавников Н. А., Кемурджиан А. Л., Кажукало И. Ф., Маленков М. И., Наумов В. Н., Назаренко Б. П., Рожденственский Ю. Л. Передвижение по грунтам Луны и планет / под ред. А. Л. Кемурджиана. М.: Машиностроение, 1986. 272 с.
- *Ефанов В. В.*, *Долгополов В. П.* Луна от исследования к освоению // Вестн. НПО им. С.А. Лавочкина. 2016. № 4. С. 3—8.
- Кемурджиан А.Л., Громов В.В., ,Кажукало И.Ф., Маленков М.И., Мишкинюк В.К., Петрига В. Н., Розенцвейг И.И. Планетоходы / под ред. А.Л. Кемурджиана. М.: Машиностроение, 1982. 399 с.
- *Кемурджиан А. Л.*, *Громов В. В.*, *Кажукало И. Ф.* и др. Планетоходы. М.: Машиностроение, 1993. 395 с.
- Смирнов Г.А. Теория движения колесных машин. М.: Машиностроение, 1990. 352 с.
- *Gruntz D. W.* Development and Evaluation of a Tool for EVA or Robotic Planetary Sampling. Washington, DC, USA: University of Maryland, 2007, 166 p.
- Vago J. L., Westall F., Pasteur Instrument Teams, Landing Site Selection Working Group, and Other Contributors. Habitability on Early Mars and the Search for Biosignatures with the ExoMars Rover // Astrobiology. 2017. V. 17. No. 6, 7. P. 471–510.

### SUGGESTIONS ON THE SEARCH OF PURPOSE, TASK AND POSSIBLE SCENARIO OF THE LUNAR ROVER OPERATION

A. V. Nosov, M. L. Litvak

Space Research Institute of the RAS (IKI), Moscow, Russia

The new concept is proposed for cosmic gamma-ray spectrometer for studies of the element compositions of planetary soil, which also includes the detector for charged particles of galactic cosmic rays. This article presents first results for laboratory tests of a concept of space gamma-spectrometer at the Laboratory of Nuclear Problems of JINR. There are presented results of a significant increase in the sensitivity of the gamma-ray instrument for the main rock-forming elements of celestial bodies in case of selecting spectrometer signals according to the criterion of coincidence with protons, which cause secondary gamma radiation in a target as an analogue of planetary matter.

The main goal of future lunar projects is, of course, to ensure the successful delivery of the maximum possible amount of polar lunar regolith taken from different depths while retaining volatiles and water ice. In addition, the additional goals of such a project include the creation of a space complex on the lunar surface on the basis of landing vehicles, as well as the return to Earth of biological samples and electronic components that have undergone long exposure on the lunar surface as part of previous landing vehicles. To achieve these goals, it is necessary to ensure technological mobility in the vicinity of the landing module. This includes various operations both in the immediate vicinity of the landing site for direct assistance in collecting soil samples, and in the remote vicinity for the delivery of biological samples and electronics.

The most versatile means for solving these problems is an autonomous lunar rover of small or middle class equipped with a manipulator for collecting and carrying various samples and scientific modules and having the possibility of direct telecontrol from the Earth. In addition to the main objectives of the mission, the presence of an autonomous lunar rover capable of surviving a moonlit night many times also means a significant expansion of the mission's scientific program, allowing it to be extended after the launch of the return module with lunar soil samples, provides a return after a long break to the practice of using lunar rovers and makes it possible to work out the elements and basic principles of the future lunar exploration. Therefore, mobility on the lunar surface in the implementation of a space experiment carried out as part of a future landing mission is a priority task, and its possible implementations should be studied in detail to select the optimal concept of the lunar rover.

Taking into account the study of flight samples, prototypes and modern space technologies, it will be possible to implement the concept of a small or medium-class lunar rover and endow it with sufficiently large functionality, such tasks as: surveying the vicinity of the landing site, the landing module and the process of drilling and sampling, collecting and delivering samples from the lunar surface, collected in the vicinity of the landing site, transfer and installation on the surface of autonomous research modules in the vicinity of the meta landing of the landing module (seismometers, temperature sensors), and many others.

Keywords: lunar rover, rover, scientific equipment complex, landing gear concept, Moon, circumpolar regions, space research

**Nosov** Artem Vitalievich — engineer, PhD student, nosov.a@rssi.ru **Litvak** Maxim Leonidovich —head of laboratory, doctor of science

# ПРИЛИВНОЕ УСКОРЕНИЕ В СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОЙ МЕТРИКЕ НА ОСНОВЕ МОДИФИЦИРОВАННОГО УРАВНЕНИЯ ДЕВИАЦИИ ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ

## А. М. Расулова

Лаборатория теоретической физики им. А. А. Фридмана, Санкт-Петербург, Россия Институт озероведения Российской академии наук — обособленное структурное подразделение Санкт-Петербургского федерального исследовательского центра РАН (ИНОЗ РАН – СПбФИЦ РАН), Санкт-Петербург, Россия

В данной статье проводится анализ модифицированного уравнения девиации геодезических линий в искривлённом пространстве-времени Шварцшильда. Основным отличием обобщённого уравнения девиации от классического является то, что тестовые частицы могут находиться на любом расстоянии друг от друга, т.е. геодезические не являются бесконечно близкими. Для простоты решения было принято, что одна частица имеет только радиальную компоненту 4-скорости, а вторая — только круговую. В результате анализа было выявлено, что в зависимости от расстояния и скорости тестовых частиц знак приливных сил может меняться.

*Ключевые слова:* девиация геодезических, модифицированное уравнение девиации, метрика Шварцшильда, приливное ускорение

## **ВВЕДЕНИЕ**

При рассмотрении параллельного переноса на римановом многообразии итальянский математик Туллио Леви-Чивита получил уравнение девиации геодезических для *п*-мерного пространства (Levi-Civita, 1926). Но для Общей теории относительности больший интересен представляет случай девиации геодезических на четырёхмерном римановом пространстве, который был рассмотрен в работах Дж. Л. Синга (Synge, 1934, 1960) и А. Шилда (Schild, Synge, 1978). На основе данного уравнения можно получить закон изменения приливных ускорений в гравитационном поле компактного объекта типа чёрной дыры. Классическая задача, описывающая приливные силы, действующие на тело прямоугольной формы вблизи метрики Шварцшильда приведена в (Misner et al., 1973). Различные случаи описания приливных сил в сферически-симметричной метрике Шварцшильда описаны в работах (Fuch, 1983; Phillip et al., 2015) и для метрики Рейсснера – Нордстрёма, обладающей электрическим зарядом, в публикациях (Crispino et al., 2016; Gad, 2010). Отдельно стоит отметить работу (Brassart, Luminet, 2010), где рассмотрены приливные силы, действующие на звезду, с учётом её гидродинамики.

Уравнение девиации геодезических изначально получено на основе определённых допущений, одно из которых заключается в том, что геодезические являются бесконечно близкими. В работах (Ciufolini, 1986; Schutz, 1985) было получено модифицированное уравнения девиации геодезических в отсутствие выше сказанного допущения.

Целью настоящей работы стало исследование модифицированной уравнения девиации геодезических в сферически-симметричной метрике Шварцшильда. В работе получен аналитический вид уравнений для двух тестовых частиц, одна из которых обладает только радиальной, а вторая — только азимутальной составляющими 4-скорости. Показано, что изменение знака компонент

**Расулова** Анна Мурадовна — младший научный сотрудник, канд. физ.-мат. наук, ARasulova@gmail.com

приливного ускорения зависит от скорости частиц и их углового момента. Отмечено, что при стремлении скорости к скорости света компоненты второй производной вектора приливного ускорения ведут себя аналогично случаю классического уравнения девиации (вдоль радиальной и азимутальной компонент наблюдается растяжение, а вдоль полярной — сжатие) и перестают изменять знак при изменении расстояния.

В первой части статьи рассмотрено модифицированное уравнение девиации геодезических. Во второй приводятся возможные значения энергий и угловых моментов тестовых частиц в метрике Шварцшильда. В третьей части показан вид модифицированного уравнения девиации в метрике Шварцшильда. В заключении даны выводы о характере приливных сил для двух частиц, находящихся на любых расстояниях друг от друга.

В работе использована геометрическая система единиц c=G=1, где c — скорость света в вакууме; G — гравитационная постоянная; латинские индексы пробегают значения от 0 до 3 и выбрана сигнатура метрики -2. Координаты r и t измеряются в единицах  $(GM)/c^2$  и  $(GM)/c^3$  соответственно. Тестовая частица имеет единичную массу. Все расчёты приведены в координатах Бойера—Линдквиста.

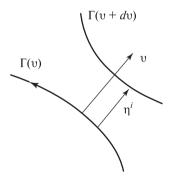
## ДЕВИАЦИЯ ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ

Классический вывод уравнения девиации геодезических основан на следующих допущениях (Ciufolini, 1986; Schutz, 1985; Synge, 1960):

1. Две рассматриваемые мировые линии  $\Gamma(\upsilon)$  и  $\Gamma(\upsilon+d\upsilon)$  являются геодезическими (рис. 1)

$$\frac{Du_1^i}{d\tau_1} = 0, \quad \frac{Du_2^i}{d\tau_2} = 0, \tag{1}$$

где  $u_1^i,\ u_2^i$  — касательные векторы к геодезической 1 и 2 соответственно;  $\tau_1,\tau_2$  — аффинные параметры на геодезических.



**Рис. 1.** Девиация геодезических  $\Gamma(v)$  и  $\Gamma(v + dv)$ 

- 2. При изменении расстояния между двумя геодезическими вводится бесконечно малый вектор отклонения  $\eta^i$  (или вектор девиации).
- 3. Геодезические являются бесконечно близкими в окрестности U, где изменение кривизны мало.

4. Разница между касательными векторами к двум геодезическим — бесконечно малая величина в окрестности U:

$$\left| \frac{du^i}{u^i} \right| \ll 1,\tag{2}$$

где  $du^i \equiv u_2^i(\tau_2) - u_1^i(\tau_1)$ .

5. При выводе уравнения девиации геодезических учитываются только слагаемые первого порядка.

С учётом пяти выше написанных допущений уравнение девиации геодезических имеет вид:

$$\frac{D^2 \eta^i}{d\tau^2} = R^i_{klm} u^k \eta^l u^m, \tag{3}$$

где  $R^i_{klm}=g^{in}R_{nklm}$  — тензор Римана;  $g^{in}$  — метрический тензор.

При переходе к плоскому пространству уравнение (3) трансформируется в уравнение равномерного движения. Для искривлённого пространства-времени пространственные компоненты второй производной вектора девиации показывают расхождение (для  $(D^2\eta^i)/d\tau^2>0$ ) или сближение  $\left((D^2\eta^i)/d\tau^2<0\right)$  геодезических друг относительно друга и количественно прямо пропорциональны приливным силам. Временная компонента вектора представляет собой аналог мощности излучения нерелятивистского случая.

Не будем подробно останавливаться на выводе модифицированного уравнения девиации геодезических, изложим только основные моменты. В работах (Ciufolini, 1986; Schutz, 1985) сделан вывод уравнения девиации с предположением, что разница между касательными векторами не обязательно бесконечно малая величина, т.е.  $u_1^i$  и  $u_2^i$  — произвольны. При выводе уравнения девиации в этом случае (Ciufolini, 1986; Schutz, 1985) для простоты принято, что вектор отклонения  $\eta^i$  определён как соединяющий точки дуг равной длины s на двух геодезических, т.е.  $d\tau_1 = d\tau_2 = ds$ . Также как и при описании уравнения времениподобных геодезических, аффинный параметр является собственным временем двух тестовых частиц, движущихся по геодезическим линиям. В этом случае вектор отклонения  $\eta^i$  меняется по следующему закону:

$$\frac{D^2 \eta^i}{ds^2} = R^i_{klm} u^k \eta^l u^m - \Gamma^i_{lm,n} \eta^n \Delta u^l \Delta u^m - 2\Gamma^i_{lm,n} \eta^n u^l_1 \Delta u^m - \Gamma^i_{lm} \Delta u^l \Delta u^m, \tag{4}$$

где  $\Gamma^i_{lm}$  – символы Кристоффеля;  $\Delta u^i \equiv u^i_2 - u^i_1.$ 

Несмотря на наличие в правой части уравнения (4) слагаемых, содержащих символы Кристоффеля и не образующих тензор, можно доказать, что уравнение является ковариантным. Подробное доказательство приведено в работе (Ciufolini, 1986).

## ПРИЛИВНЫЕ СИЛЫ В МЕТРИКЕ ШВАРЦШИЛЬДА

Квадрат интервала в сферически-симметричной метрике Шварцшильда имеет вид (Ландау, 2004):

$$ds^{2} = \left(1 - \frac{2M}{r}\right)dt^{2} - \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1}dr^{2} - r^{2}(d\theta^{2} - \sin^{2}\theta \cdot d\varphi^{2}),\tag{5}$$

где M — масса чёрной дыры. Из выражения (5) видно, что в метрике один горизонт событий на расстоянии  $r_h = 2M$ .

Ненулевые ковариантные компоненты метрического тензора для метрики уравнения (5) имеют вид:

$$g_{00} = 1 - \frac{2M}{r}, \quad g_{11} = -\left[1 - \frac{2M}{r}\right], \quad g_{22} = -r^2, \quad g_{33} = -r^2\sin^2\theta.$$
 (6)

Тогда согласно  $\Gamma_{kl}^i = \frac{1}{2}g^{im} \left[ \frac{\partial g_{mk}}{\partial x^l} + \frac{\partial g_{ml}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^m} \right]$  ненулевые компоненты ко-

эффициента связности (символы Кристоффеля) имеют вид:

$$\Gamma_{10}^{0} = \Gamma_{01}^{0} = \frac{M}{r(r-2M)}, \quad \Gamma_{00}^{1} = \frac{M(r-2M)}{r^{3}}, \quad \Gamma_{11}^{1} = -\frac{M}{r(r-2M)}, \\
\Gamma_{22}^{1} = -r + 2M, \quad \Gamma_{33}^{1} = -\sin^{2}\theta(r-2M), \quad \Gamma_{12}^{2} = \Gamma_{21}^{2} = \frac{1}{r}, \quad \Gamma_{33}^{2} = -\sin\theta \cdot \cos\theta, \\
\Gamma_{13}^{3} = \Gamma_{31}^{3} = \frac{1}{r}, \quad \Gamma_{23}^{3} = \Gamma_{32}^{3} = \operatorname{ctg}\theta.$$
(7)

Тензор кривизны Римана определяется следующим образом:

$$R_{iklm} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial^2 g_{im}}{\partial x^k \partial x^l} + \frac{\partial^2 g_{kl}}{\partial x^i \partial x^m} - \frac{\partial^2 g_{il}}{\partial x^k \partial x^m} - \frac{\partial^2 g_{km}}{\partial x^i \partial x^l} \right] + g_{np} \left[ \Gamma_{kl}^n \Gamma_{im}^p - \Gamma_{km}^n \Gamma_{il}^p \right]. \tag{8}$$

Тогда его ненулевые компоненты для метрики Шварцшильда следующие:

$$R_{110}^{0} = -\frac{2M}{r^{2}(r-2M)}, R_{220}^{0} = \frac{M}{r}, R_{330}^{0} = \frac{M}{r}\sin^{2}\theta, R_{212}^{1} = -\frac{M}{r},$$

$$R_{313}^{1} = -\frac{M}{r}\sin^{2}\theta, R_{010}^{1} = \frac{2M(m-r)}{r^{4}}, R_{112}^{2} = \frac{M}{r^{2}(r-2M)}, R_{323}^{2} = \frac{2M}{r}\sin^{2}\theta,$$

$$R_{020}^{2} = -\frac{M(r-2M)}{r^{4}}, R_{113}^{3} = \frac{M}{r^{2}(r-2M)}, R_{223}^{3} = -\frac{2M}{r}, R_{030}^{3} = \frac{M(r-2M)}{r^{4}}.$$
(9)

На основе уравнений (4), (6)—(9) можно получить модифицированные уравнения девиации в сферически-симметричной электронейтральной метрике. В силу громоздкости уравнений в данной работе они не приводятся. Но можно сказать, что вид уравнений аналогичен классическому случаю уравнений девиации (Расулова, 2016) с добавкой из слагаемых, содержащих символы Кристоффеля. Поскольку знаки слагаемых, содержащих тензор Римана и слагаемых с коэффициентами связности, разные по виду уравнения, нельзя точно определить знак второй производной вектора девиации, и, следовательно, характер приливной силы в зависимости от скорости частиц и расстояния до горизонта событий.

С целью упрощения уравнений изменения второй производной компонент вектора девиации предположим, что тестовая частица на первой геодезической имеет только радиальную компоненту скорости, а на второй — только азимутальную, т.е. движется по спирали или кругу вокруг чёрной дыры:

$$u_1^i = \left[u_1^0, u_1^1, 0, 0\right], \quad u_2^i = \left[u_2^0, 0, 0, u_2^3\right].$$
 (10)

Поскольку выражения (10) для ненулевых компонент скорости должны подчиняться условию нормировки:

$$g_{ik}u_1^iu_1^k = 1, \quad g_{ik}u_2^iu_2^k = 1,$$
 (11)

за компоненты 4-скорости принимаются уравнения геодезических в метрике Шварцшильда (Chandrasekhar, 1983):

$$\dot{t} = \frac{E}{1 - \frac{2M}{r}}, \quad \dot{r} = \sqrt{E^2 - \left(1 - \frac{2M}{r}\right) \cdot \left(1 + \frac{L^2}{r^2}\right)}, \quad \dot{\theta} = 0, \quad \dot{\phi} = \frac{L}{r^2}, \tag{12}$$

где точкой обозначено дифференцирование по аффинному параметру; E — энергия частицы; L — угловой момент частицы.

Тогда 4-скорости тестовых частиц и их разность имеют вид:

$$u_{1}^{i} = \left[\frac{E_{1}}{1 - \frac{2M}{r}}, \sqrt{E_{1}^{2} - \left(1 - \frac{2M}{r}\right) \cdot \left(1 + \frac{L_{1}^{2}}{r^{2}}\right)}, 0, 0\right], \quad u_{2}^{i} = \left[\frac{E_{2}}{1 - \frac{2M}{r}}, 0, 0, \frac{L_{2}}{r^{2}}\right],$$

$$\Delta u^{i} = \left[\frac{E_{2} - E_{1}}{1 - \frac{2M}{r}}, -\sqrt{E_{1}^{2} - \left(1 - \frac{2M}{r}\right) \cdot \left(1 + \frac{L_{1}^{2}}{r^{2}}\right)}, 0, \frac{L_{2}}{r^{2}}\right],$$
(13)

где индексы 1 и 2 у энергии и углового момента частицы обозначают, по какой геодезической движется тестовая частица.

Тогда модифицированное уравнение (13) девиации геодезических с учётом ограничений на 4-скорость имеют вид:

$$\begin{split} \frac{D^2 \eta^1}{ds^2} &= R^1_{001} u^0_1 \Big( \eta^0 u^1_1 - \eta^2 u^0_1 \Big) + 4\Delta u^0 \Big( -\Gamma^1_{00} \Delta u^0 - \Gamma^1_{00,1} \eta^1 \Big[ \Delta u^0 - u^0_1 \Big] \Big) + \\ &\quad + 4\Delta u^0 \Big( -\Gamma^1_{11} \Delta u^1 - \Gamma^1_{11,1} \eta^1 \Big[ \Delta u^1 - u^1_1 \Big] \Big) + 4(\Delta u^3)^2 \Big( -\Gamma^1_{33} - \Gamma^1_{33,1} \eta^1 - \Gamma^1_{33,2} \eta^2 \Big), \\ \frac{D^2 \eta^2}{ds^2} &= R^2_{020} u^0_1 \eta^2 u^0_1 + 3(\Delta u^3)^2 \Big( -\Gamma^2_{33} - \Gamma^2_{33,2} \eta^2 \Big), \\ \frac{D^2 \eta^3}{ds^2} &= R^2_{030} u^0_1 \eta^3 u^0_1 + R^2_{131} u^1_1 \eta^3 u^1_1 + 4\Delta u^1 \Delta u^3 \Big( -\Gamma^3_{31} - \Gamma^3_{31,1} \eta^1 \Big) + \\ &\quad + 4\Delta u^3 \Big( -\Gamma^3_{13} \Delta u^I - \Gamma^3_{13,1} \eta^1 \Delta u^I - 2\Gamma^3_{13,2} \eta^2 u^1_1 \Big), \end{split}$$

$$(14)$$

$$\frac{D^2 \eta^0}{ds^2} &= R^0_{110} u^1_1 \Big( \eta^1 u^0_1 - \eta^0 u^1_1 \Big) + 4\Delta u^1 \Big( -\Gamma^0_{01} \Delta u^0 - \Gamma^0_{01,1} \eta^1 \Delta u^0 - 2\Gamma^0_{01,1} \eta^1 u^0_1 \Big) + \\ &\quad + 4\Delta u^0 \Big( -\Gamma^0_{10} \Delta u^1 - \Gamma^0_{10,1} \eta^1 \Delta u^1 - 2\Gamma^0_{10,1} \eta^1 u^1_1 \Big). \end{split}$$

Подставляя компоненты символов Кристоффеля (7), тензора кривизны (9) и компонент скорости (14), с достоверностью нельзя судить о характере приливной силы, можно лишь сказать, что компоненты уравнений (14) имеют координатную особенность при приближении к горизонту в виде асимптотического стремления приливного ускорения к бесконечности. Так, явным образом не видно отличий между релятивистскими и классическими частицами. Для построения зависимости от скорости учтём, что энергия релятивисткой частицы равна:

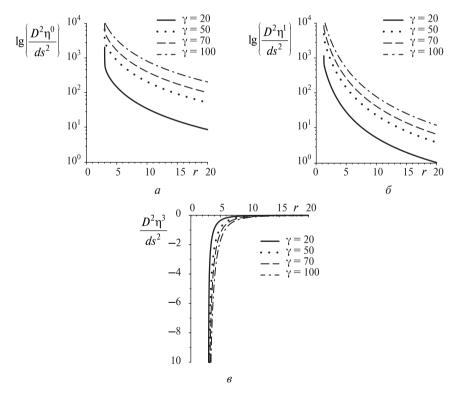
$$E = \gamma \sqrt{g_{00}},\tag{15}$$

где  $\gamma$  — лоренц-фактор. При стремлении скорости к нулю  $\gamma$ -фактор стремится к единице, а при стремлении скорости частицы к скорости света  $\gamma$ -фактор стремится к бесконечности. То есть частицы будем считать классическими при  $E \to \sqrt{g_{00}}$  и ультрарелятивистскими при  $E > \sqrt{g_{00}}$ .

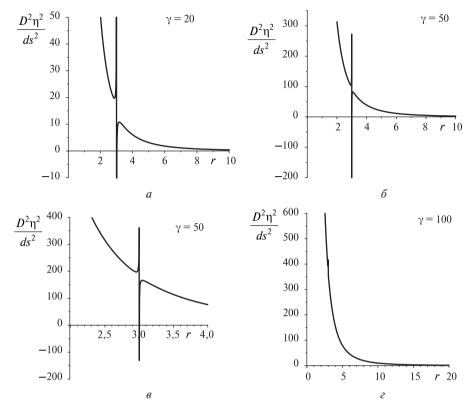
Выбор значений углового момента тестовой частицы не менее важен. Анализ орбит в метрике Шварцшильда показывает, что для тестовых частиц с угловым моментом  $L < 2\sqrt{3}M$  эффективный потенциал не имеет минимумов и максимумов (Шапиро, 1985). Это говорит о том, что такие частицы могут лететь только радиально. При  $L > 2\sqrt{3}M$  существуют круговые орбиты, которые становятся устойчивыми на расстоянии r > 6M. Из уравнений геодезических можно найти, что частицы на круговых орбитах имеют следующие значения энергии и углового момента:

$$L^{2} = \frac{Mr^{2}}{r - 3M}, \quad E^{2} = \frac{(r - 2M)^{2}}{r(r - 3M)}.$$
 (16)

С учётом этого построим зависимости компонент второй производной вектора девиации от расстояния при различных значения  $\gamma$ -фактора (рис. 2);  $\theta$ -компонента приливного ускорения приведена на рис. 3.



**Рис. 2.** Зависимости компонент вектора приливного ускорения от расстояния при различных ультрарелятивистских значениях  $\gamma$ -фактора; t-, r-,  $\phi$ -компоненты приведены на рисунках a- $\theta$  соответственно. Масса чёрной дыры M = 1, минимальное расстояние до горизонта  $10^{-4}r_{h}$ , угловой момент радиально падающей частицы  $L = 2\sqrt{3}M$ 



**Рис. 3.** Зависимости θ-компоненты вектора приливного ускорения от расстояния при различных ультрарелятивистских значениях γ-фактора. Масса чёрной дыры M=1, минимальное расстояние до горизонта  $10^{-4}r_h$ , угловой момент радиально падающей частипы  $L=2\sqrt{3}M$ 

Как видно на рис. 2 и 3 для ультрарелятивистских частиц изменение знака второй производной вектора девиации происходит только для  $\theta$ -компоненты. Радиальная компонента положительная и при увеличении скорости частицы знак r-компоненты не меняется. На одинаковом расстоянии при различных  $\gamma$ -факторах с увеличением последнего наблюдается возрастание приливного ускорения. При стремлении к горизонту приливное ускорение асимптотически стремится к бесконечности, что является координатной особенностью.

Компонента ф ускорения ведёт себя аналогично радиальной компоненте, с той лишь разницей, что имеет отрицательный знак. Таким образом для ультрарелятивистских частиц вдоль радиальной и азимутальных компонент всегда наблюдается приливное растяжение или сжатие соответственно. Этот результат аналогичен поведению приливного ускорения для классического случая девиации геодезических в сферически-симметричной электронейтральной метрике чёрной дыры.

Из рис. 3 видно, что  $\theta$ -компонента приливного ускорения меняет знак в зависимости от расстояния до горизонта. На расстоянии r=3M полярная компонента второй производной  $\eta^i$  может быть, как положительной, так и отрицательной. Стоит отметить, что это расстояние совпадает с предельной фотонной орбитой в метрике Шварцшильда. Вместе с тем на зависимости второй производной от  $\theta$ -компоненты вектора девиации никак не влияет на устойчивость

орбит. Таким образом, приближаясь к предельной фотонной орбите растяжение между частицами сначала возрастает, при приближении к расстоянию 3M резко уменьшается и может смениться сжатием. После преодоления этого расстояния и дальнейшего движения к горизонту приливные ускорения снова приобретают характер растяжения. Причём с увеличением скорости частиц уменьшается «скачок» между минимально и максимально возможными значениями приливного ускорения на расстоянии 3M. Данный эффект наблюдается только в случае модифицированного уравнения девиации геодезических. В случае классического уравнения девиации для полярной компоненты как в случае радиального падения частиц, так и для частиц на круговых орбитах наблюдается только приливное сжатие (Расулова, 2016).

Наличие ненулевой временной компоненты приливного ускорения указывает, что в результате девиации частицы излучают энергию.

#### **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В случае анализа приливного ускорения на основе классического уравнения девиации на тело девствуют силы растяжения в радиальном и азимутальном направлениях и силы сжатия в полярном. Вместе с тем наблюдается координатный эффект асимптотического стремления приливного ускорения к бесконечности при приближении тестовой частицы к горизонту. Аналогичный анализ для молифицированного уравнения девиации геодезических показывает, что  $\theta$ -компонента второй производной вектора девиации геодезических изменяет знак при приближении к горизонту при определённых значениях лоренц-фактора. Другими словами, можно сказать, что вдоль полярного направления приливное сжатие сменяется приливным растяжением в определённой точке для двух тестовых частиц — одна из которых движется радиально, а вторая находится на круговой орбите. Особенность r = 3M совпадает с предельной круговой фотонной орбитой в метрике Шваришильда. При этом на характере приливных сил для частиц с выбранными 4-скоростями никак не влияет, устойчива круговая орбита или нет. С увеличением скорости (энергии) частиц изменение характера приливных сил вдоль полярного направления исчезает, и они ведут себя, как и в случае классического уравнения девиации. Приливные силы вдоль радиального и азимутального направлений для релятивистских частиц ведут себя так же, как если бы геодезические находились на бесконечно близком расстоянии друг от друга.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00461a).

#### ЛИТЕРАТУРА

- *Ландау Л. Д.*, *Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. 2. Теория поля. М.: Физматлит, 2004. 512 с.
- Расулова А. М. Анализ уравнений девиации геодезических в метрике Шварцшильда // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. 2016. Т. 4. С. 106—113.
- *Шапиро С.Л.*, *Тьюколски С.А*. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звёзды: физика компактных объектов. М.: Мир, 1985. 657 с.
- *Brassart M.*, *Luminet J.-P.* Relativistic tidal compressions of a star by a massive black hole // Astronomy and Astrophysics. 2010. V. 511. Art. No. A80. 8 p.
- *Chandrasekhar S.* The Mathematical Theory of Black. V. 1. Cambridge: Oxford Univ. Press, 1983. 276 p.

- Ciufolini I. Generalized geodesic deviation equation // Physical Review D. 1986. V. 34. No. 34. P. 1014–1017.
- *Crispino L. C. B.*, *Higuchi A.*, *Oliveira L. A.*, *Oliveira E. S.* Tidal Forces in Reissner-Nordström Spacetimes: arXiv:1602.07232 [gr-qc]. 2016. https://arxiv.org/pdf/1602.07232v1.pdf.
- Fuchs H. Solutions of the Equations of Geodesic Deviation for Static Spherical Symmetric Space-times // Annalen der Physik. 1983. V. 7. No. 159. P. 231–233.
- *Gad R. M.* Geodesics and geodesic deviation in static charged black holes // Astrophysics and Space Science. 2010. V. 330. P. 107–114.
- Levi-Civita T. The absolute differential calculus. Glasgow: Blackie and Son, 1926. 450 p.
- Misner C., Thorne K., Wheeler J. Gravitation. V. 3. San-Francisco: Freeman, 1973. 510 p.
- *Philipp D.*, *Perlick V.*, *Lämmerzahl C. Deshpande K.* On geodesic deviation in Schwarzschild spacetime: arXiv:1508.06457. 2015. https://arxiv.org/pdf/1508.06457v1.pdf.
- Schild A., Synge J. L. Tensor Calculus. N. Y.: Dover Publications, Inc., 1978. 336 p.
- Schutz B. F. On Generalised Equations of Geodesic Deviation // Galaxies, Axisymmetric Systems and Relativity. 1985. P. 237–246.
- Synge J. L. On the deviation of geodesics and null-geodesics, particularly in relation to the properties of spaces of constant curvature and indefinite lineelement // Annals Mathematics. 1934. V. 35. No. 4. P. 705–713.
- Synge J. L. Relativity: The General Theory. Amsterdam: North-Holland Publishing company, 1960. 432 p.

# TIDAL ACCELERATION IN A SPHERICALLY SYMMETRIC METRIC BASED ON A MODIFIED GEODESIC DEVIATION EQUATION

#### A. M. Rasulova

Friedmann laboratory for theoretical physics, Saint Petersburg, Russia Institute of Limnology of the Russian Academy of Sciences (IL RAS), Saint Petersburg, Russia

In this article, we analyzed the modified equation of geodesic deviation in curved Schwarzschild space-time. The main difference between the generalized deviation equation and the classical one is that the test particles can be located at any distance from each other, that is, the geodesics are not infinitely close. For simplicity of the solution, it was assumed that one particle has only the radial component of the 4-velocity, and the other has only circular. As a result of the analysis, we found that the sign of the tidal forces can change depending on the distance and speed of the test particles.

Keywords: geodesic deviation, modified deviation equation, Schwarzschild metric, tidal acceleration

Rasulova Anna Muradovna — junior researcher, PhD, ARasulova@gmail.com

# УЧЁТ ВЛИЯНИЯ РЕЛЬЕФА КОСМИЧЕСКОГО ТЕЛА ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Р. А. Рудаменко <sup>1,2</sup>, В. В. Юшков <sup>1,2</sup>, О. В. Юшкова<sup>1</sup>

- Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН (ФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН), Фрязино, Россия
- <sup>2</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова (МГУ им. М.В. Ломоносова), Москва, Россия

Предложена концепция моделирования отражённого радиосигнала радара космического базирования от неровной поверхности космического тела. При численных расчётах в качестве рельефа использовалась 3-D-цифровая модель поверхности. Показано, что результаты моделирования согласуются с экспериментальными данными и теоретическими оценками. Работа выполнена в рамках научной поддержки радиолокационных экспериментов, проведение которых планируется в миссии «Луна-26».

*Ключевые слова:* поверхность, радиосигнал, отражение, планеты, Луна, космические исследования

## **ВВЕДЕНИЕ**

Радиолокаторы открывают широкие возможности для изучения электрофизических параметров верхнего покрова космических тел, идентификации наличия внутренних границ между породами грунта с диэлектрической неоднородностью. Свойства грунта определяются сравнением параметров излучённого передатчиком радара сигнала и принятого — отражённого. Толщина слоя грунта, доступного для исследования, считается соизмеримой с длиной волнового пакета радиосигнала. Следовательно, чем толще интересующий нас слой грунта, тем более длинноволновый радиодиапазон должен быть использован. Основная трудность в решении обратной задачи подповерхностного зондирования состоит в том, что на формирование отражённого сигнала влияют многие факторы: особенности приёмопередающего тракта аппаратуры, атмосферные и ионосферные частотные искажения, отражающие свойства слоя грунта и вид рельефа в районе проведения измерений. В настоящей работе рассматривается влияние на форму отражённого сигнала последнего фактора.

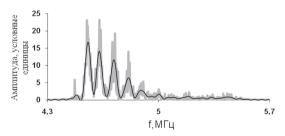
#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ БАЗА МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для проведения радиолокации поверхности космического тела нужны передатчик и приёмник. Передатчик излучает радиосигнал с определёнными характеристиками. Сигнал достигает поверхности и отражается от неё. Затем отражение происходит от поверхностных границ с некоторой временной задержкой, после чего все парциальные сигналы поступают на приёмник в виде суммы. В зависимости от расположения передатчика и приёмника говорят о моностатическом и бистатическом режимах радиолокации. В первом случае приёмник

Рудаменко Роман Александрович — инженер ФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, студент 5-го курса физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова, crasher22@yandex.ru Юшков Вячеслав Владиславович — инженер ФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, студент 5-го курса физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова, iushkov@physics.msu.ru Юшкова Ольга Вячеславовна — ведущий научный сотрудник ФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, канд. физ.-мат. наук, о.v.y@mail.ru

и передатчик расположены вместе, часто используя общую антенную систему. Во втором — удалены друг от друга, позволяя использовать антенны разного типа. И при моностатической радиолокации, и при бистатической сигналом радара облучается необходимая область поверхности исследуемого тела, каждая точка которой становится вторичным излучателем, отражённый сигнал от которого (далее будем называть его парциальным) может попасть в принимающую антенну. Размер и положение облучённой поверхности зависят от удалённости аппаратуры, диаграмм направленности и ориентации антенных систем. При моностатической радиолокации рассматривается круглое отражающее пятно, центр которого совпадает с местоположением подлокаторной точки, т.е. точки, расположенной под космическим аппаратом. В случае работы в режиме бистатической локации пятно принимает форму эллипса, центр большей оси определяется из условия равенства угла падения радиосигнала и угла отражения (Юшкова и др., 2018). Обычным является проведение измерений на расстоянии в 100-800 км от трассы пролёта космического аппарата. Наименьшие линейные размеры области отражения связывают с 5–10 зонами Френеля (Яковлев, 1998).

Стандартными методами для оценки деформации радиосигналов при отражении служат статистические методы, т.е. вместо разработки теории для конкретных поверхностей, она обобщается для некоторого класса. Изменение сигнала в зоне отражения в зависимости от дисперсии высоты грунта рассматривается в частотной области. Согласно работе (Басс, Фукс, 1972), амплитуда части спектра сигнала, отражённого от статистически неоднородной поверхности, в области высоких частот уменьшается в соответствии с экспоненциальным законом:  $\exp(-\delta/\lambda^2)$ , где  $\delta$  — дисперсия высот неоднородностей в зоне отражения сигнала;  $\lambda$  — длина радиоволны. Это значит, что для интерпретации результатов измерений следует использовать сгенерированный ЛЧМ-сигнал (линейная частотная модуляция), частота которого меняется во времени линейно. Спектры ЛЧМ-сигналов имеют прямоугольный вид в любом частотном диапазоне, что позволяет оценить высоту неоднородностей по отношению амплитуд на краях спектра. За счёт интерференции волн, отражённых от верхней и внутренней границы, спектр приобретает осциллирующий характер. В качестве примера подтверждения теоретических оценок экспериментальными данными на рис. 1 представлен энергетический спектр сигнала радара MARSIS (англ. Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding) (космический аппарат (КА) «Марс-Экспресс»).



**Рис. 1.** Энергетический спектр сигнала радара MARSIS (КА «Марс-экспресс»)

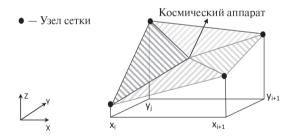
Радар генерировал ЛЧМ-сигнал с центральной частотой 5 МГц с девиацией 1 МГц. На рисунке дан спектр сигнала, отражённого от северной полярной шапки Марса. Эксперименты проводились по трассе 1855, измерение 783. Серым цветом обозначены спектры сигналов до фильтрации шумов, чёрным — после.

Спектр сигнала действительно разрушается в высокочастотной области и имеет осциллирующий характер, причём период осцилляций зависит от эффективной диэлектрической проницаемости льда полярной шапки.

При решении обратной задачи подповерхностного зондирования нужно знать искажение спектра отражённого сигнала в определённом районе, поэтому для каждого измерения отражённый сигнал необходимо моделировать численно

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для моделирования выбрана модифицированная фацетная модель представления поверхности (Goncharenko et al., 1991). Поверхность рассматривается как совокупность отражающих элементов — треугольных частей поверхности, построенной между узлами сетки карты (рис. 2) и точкой между серединами отрезков, соединяющих не соседние узлы. Мы считали, что для каждого элемента выполняется закон Ламберта в сочетании с законом зеркального отражения при вертикальном падении радиоволн. Если направление луча, соединяющего местоположение радара и центр отражающей площадки, совпадает с её нормалью, отражение определяется значением коэффициента отражения Френеля  $r_{01} = (\sqrt{\varepsilon} - 1)/(\sqrt{\varepsilon} + 1)$ , где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость грунта. В противном случае коэффициент отражения радиоволн изменяется пропорционально множителю  $r_{01}\cos^2\theta$ , где  $\theta$  — угол падения волны на отражающую поверхность. Такое представление «идеально шероховатой» поверхности является приемлемым для оценки отражения от многих видов поверхностей при средних углах падения радиоволн (Skolnic, 2008). Диэлектрические параметры образцов грунта Луны, доставленных на Землю, даны (Heiken et al., 1991).



**Рис. 2.** Построение отражающего элемента для сетки цифровой 3-D-модели поверхности

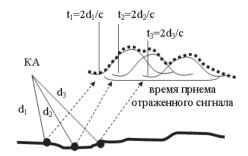


Рис. 3. Схема формирования отражённого сигнала

Отражённый сигнал рассчитывался как сумма парциальных сигналов, каждый из которых сдвинут на время, необходимое для распространения сигнала от KA до центра соответствующего отражающего элемента и обратно, согласно рис. 3 (см. с. 120).

### РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ВЫВОДЫ

Качественное совпадение результатов моделирования спектра отражённого от шероховатой поверхности сигнала с теоретическими оценками и с экспериментальными данными показывает адекватность понимания и математического описания процесса отражения. Результаты моделирования показали, что при отражении спектр действительно разрушается в высокочастотной части, его амплитуда уменьшается согласно экспоненциальному закону. Установить зависимость изменения амплитуды от дисперсии высоты в районе отражения в расчётных образцах не удалось. Для демонстрации результатов моделирования на рис. 4 представлен энергетический спектр сигнала одного из радаров радиолокационного комплекса РЛК-Л, который будет установлен на орбитальном аппарате «Луна-26». Комплекс состоит из двух радаров. Оба радара будут излучать сигнал с линейно модулированной частотой. Центральная частота первого, предназначенного для исследования грунта Луны толщиной несколько десятков метров, — 20 МГц, второго, для исследования слоя в несколько метров, — 160 МГц. Серым цветом дан спектр исходного сигнала, синим — сигнала, отражённого от местности с шероховатой поверхностью.

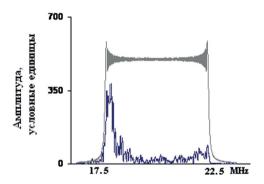


Рис. 4. Спектр излучённого и отражённого сигналов (моделирование)

Работа выполняется в рамках программы президиума РАН № 12 «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований».

#### ЛИТЕРАТУРА

*Бакс Ф. Г. Фукс И. М.* Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.

*Юшкова О. В., Рудаменко Р. А., Юшков В. В., Тертышников А. В.* Определение координат центра области отражения при бистатической радиолокации Луны // Журн. радиоэлектроники. 2018. № 7. 10 с. URL: http://jre.cplire.ru/jre/jul18/2/text.pdf.

Яковлев О. И. Космическая радиофизика. М.: Науч. кн. 1998. 432 с.

Goncharenko A.A., Kravchenko V.F., Ponomarev V.I. Remote sensing of inhomogeneous media // Radio and Communication, Moscow. 1991. P. 268–271.

Heiken G., Vaniman D., French B. M. Lunar Sourcebook: A User's Guide to the Moon. 1st ed. L.: Cambridge University Press, 1991. 736 p.

Skolnik M. I. Radar handbook, 3<sup>rd</sup> ed. N. Y.: McGraw-Hill Education, 2008, 1328 p.

# SIMULATING RADAR EXPERIMENT: EFFECT OF SPACE BODY TOPOLOGY ON REFLECTED SIGNAL FORM

R. A. Rudamenko <sup>1,2</sup>, V. V. lushkov <sup>1,2</sup>, O. V. Yushkova <sup>1</sup>

- Fryazino Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS Fryazino, Russia
- <sup>2</sup> Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

The concept of simulation of space-based radar echo from space body rough surface is discussed. In numerical calculations a 3-D digital surface model was used as a relief. It is shown that the simulation results are in agreement with experimental data and theoretical estimates. This work was carried out within the framework of scientific support for radar experiments, which are planned in the "Luna 26" mission.

Keywords: surface, radio signal, radar, reflection, planets, Moon, space research

**Rudamenko** Roman Aleksandrovich —engineer of the Fryazino Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS, 5<sup>th</sup> year student of the Physics Department of Moscow State University, crasher22@yandex.ru

**Iushkov** Vyacheslav Vladislavovich —engineer of the Fryazino Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS, 5<sup>th</sup> year student of the Physics Department of Moscow State University, iushkov@physics.msu.ru

**Yushkova** Olga Vyacheslavovna —researcher of the Fryazino Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS, PhD, o.v.y@mail.ru

# УСЛОВИЕ СИЛОВОГО БАЛАНСА В ТОКОВОМ СЛОЕ В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ ИЗ ПРОТОНОВ И ЗАМАГНИЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

П. В. Сецко <sup>1</sup>, О. В. Мингалев <sup>1</sup>, И. В. Мингалев <sup>1</sup>, Х. В. Малова <sup>2,3</sup>, М. Н. Мельник <sup>1</sup>, А. В. Артемьев <sup>3</sup>, О. В. Хабарова <sup>4</sup>

- <sup>1</sup> Полярный геофизический институт (ПГИ), Апатиты, Россия
- <sup>2</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), Москва, Россия
- <sup>3</sup> Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия
- <sup>4</sup> Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Московская обл., Троицк, Россия

В работе представлен вывод дивергентной формы уравнений силового баланса, а также рассматривается проверка выполнения условия силового баланса в стационарных тонких токовых слоях (ТТС) в бестолкновительной плазме из протонов и замагниченных электронов. При помощи численной модели стационарного пространственно 1-мерного ТТС с заданной нормальной компонентной магнитного поля получен набор конфигураций ТТС двух типов: симметричные конфигурации и конфигурации с колоколообразной сдвиговой (шировой) компонентной. Для этих конфигураций контролируется вклад различных слагаемых в выполнение условия силового баланса.

 $\mathit{Ключевые}$  слова: токовые слои, тонкий токовый слой, силовой баланс, магнитосфера Земли, моделирование

### **ВВЕДЕНИЕ**

Уравнение силового баланса необходимо для правильной постановки граничных условий в численных моделях стационарных токовых слоёв и для контроля стационарности численного решения в этих моделях.

В стационарном случае уравнение силового баланса связывает магнитное поле с тензорами напряжений всех компонент плазмы. Оно выполняется на том же пространственном и временном масштабе, что и условие квазинейтральности плазмы, и точность его выполнения в численной модели ТТС характеризует её качество.

# ВЫВОД УРАВНЕНИЙ СИЛОВОГО БАЛАНСА

Обозначим через  $\mathbf{B}(\mathbf{x},t)$  и  $\mathbf{E}(\mathbf{x},t)$  соответственно векторы индукции магнитного поля и напряжённости электрического поля, через  $\rho(\mathbf{x},t)$  и  $\mathbf{j}(\mathbf{x},t)$  — полные плотности заряда и тока, которые рассматриваются как функции, зависящие от пространственной координаты  $\mathbf{x}=(x_1,x_2,x_3)^T\in\mathbb{R}^3$  и времени t. Также здесь и далее через  $\varepsilon_0$  и  $\mu_0$  обозначим электрическую и магнитную постоянные в системе СИ, а через  $c=1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$  — скорость света в вакууме.

**Сецко** Павел Владимирович — младший научный сотрудник, аспирант, setsko@pgia.ru **Мингалев** Олег Викторович — заведующий сектором, канд. физ.-мат. наук **Мингалев** Игорь Викторович — ведущий научный сотрудник, д-р физ.-мат. наук

Для дальнейшего изложения введём следующие обозначения. Будем обозначать через ( $\mathbf{u}\cdot\mathbf{v}$ ) и [ $\mathbf{u}\times\mathbf{v}$ ] соответственно скалярное и векторное произведение векторов  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$  в пространстве  $\mathbb{R}^3$ . Также будем использовать единичный вектор вдоль магнитного поля  $\mathbf{b}(\mathbf{x},t)$  и скорость электрического дрейфа  $v_E(\mathbf{x},t)$ , которые определяются формулами

$$B = |\mathbf{B}|, \quad \mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{B}, \quad \mathbf{V}_E = \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{b}]}{B}.$$
 (1)

Для произвольного векторного поля  $\mathbf{a}(\mathbf{x},t)$  введём его продольную компоненту  $\mathbf{a}_{\parallel}(\mathbf{x},t)$ , а также продольную  $\mathbf{a}_{\parallel}(\mathbf{x},t)$  и ортогональную  $\mathbf{a}_{\perp}(\mathbf{x},t)$  части по отношению к магнитному полю, которые определяются формулами

$$a_{\parallel} = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}), \quad \mathbf{a}_{\parallel} = a_{\parallel} \mathbf{b}, \quad \mathbf{a}_{\perp} = \mathbf{a} - \mathbf{a}_{\parallel}.$$
 (2)

Будем считать, что плазма содержит K сортов ионов и электроны. Обозначим через  $f_{\alpha}(t,\mathbf{x},\mathbf{v})$  функцию распределения плазменной компоненты сорта  $\alpha$ , где  $\alpha=1,\ldots,K$  для ионных компонент и  $\alpha=e$  для электронов, которая зависит от времени t, пространственной координаты  $\mathbf{x}\in\mathbb{R}^3$  и скорости  $\mathbf{v}=(v_1,v_2,v_3)^T\in\mathbb{R}^3$ . Для частиц сорта  $\alpha$  через  $q_{\alpha}$  и  $m_{\alpha}$  обозначим заряд и массу частиц, через  $n_{\alpha}(\mathbf{x},t)$  и  $\mathbf{j}_{\alpha}(\mathbf{x},t)$  — их концентрацию и плотность тока. При этом заряд протона  $q_1$  обозначим через e, т. е. для электронов  $q_e=-e$ .

В системе СИ систему уравнений Власова вместе с определениями концентрации и тока можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + \left[ \mathbf{v} \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial x} \right] + \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} \left[ \left[ \mathbf{E} + \left[ \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right] \right] \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{v}} \right] = 0, \quad \alpha = 1, ..., K, e,$$
(3)

$$n_{\alpha}(\mathbf{x},t) = \int_{\mathbb{R}^3} f_{\alpha}(t,\mathbf{x},\mathbf{v})d^3\mathbf{v}, \quad \rho_i(\mathbf{x},t) = \sum_{\alpha=1}^K q_{\alpha} n_{\alpha}(\mathbf{x},t), \quad \rho = \rho_i - e n_e,$$
 (4)

$$\mathbf{j}_{\alpha}(\mathbf{x},t) = q_{\alpha} \int_{\mathbb{R}^{3}} \mathbf{v} f_{\alpha}(t,\mathbf{x},\mathbf{v}) d^{3}\mathbf{v}, \quad \mathbf{j}_{i}(\mathbf{x},t) = \sum_{\alpha=1}^{K} \mathbf{j}_{\alpha}(\mathbf{x},t), \quad \mathbf{j} = \mathbf{j}_{i} + \mathbf{j}_{e}.$$
 (5)

Здесь и далее через  $\rho_i(\mathbf{x},t)$  и  $\mathbf{j}_i(\mathbf{x},t)$  обозначены суммарные плотности заряда и тока ионов, а  $\rho(\mathbf{x},t)$  и  $\mathbf{j}(\mathbf{x},t)$  — ранее введённые полные плотности заряда и тока.

Будем использовать для каждой компоненты плазмы  $\alpha=1,...,K,e$  гидродинамическую скорость  $\mathbf{u}_{\alpha}(\mathbf{x},t)$ , тензор напряжений  $\hat{\mathbf{\Pi}}_{\alpha}(\mathbf{x},t)$  и тензор давления  $\hat{\mathbf{P}}_{\alpha}(\mathbf{x},t)$ , а также суммарный тензор напряжений ионов  $\hat{\mathbf{\Pi}}_{i}(\mathbf{x},t)$  и суммарный тензор давления ионов  $\hat{\mathbf{P}}_{i}(\mathbf{x},t)$ , которые определяются следующими формулами:

$$\mathbf{u}_{\alpha}(\mathbf{x},t) = \frac{\mathbf{j}_{\alpha}(\mathbf{x},t)}{q_{\alpha}n_{\alpha}(\mathbf{x},t)},$$

$$\hat{\mathbf{P}}_{\alpha}(\mathbf{x},t) = m_{\alpha} \int_{\mathbb{R}^{3}} (\mathbf{v} - \mathbf{u}_{\alpha}(\mathbf{x},t)) \otimes (\mathbf{v} - \mathbf{u}_{\alpha}(\mathbf{x},t)) f_{\alpha}(t,\mathbf{x},\mathbf{v}) d^{3}v, \quad \hat{\mathbf{P}}_{i} = \sum_{\alpha=1}^{K} \hat{\mathbf{P}}_{\alpha},$$
(6)

$$\hat{\mathbf{\Pi}}_{\alpha}(\mathbf{x},t) = m_{\alpha} \int_{\mathbb{R}^{3}} \mathbf{v} \otimes \mathbf{v} f_{\alpha}(t,\mathbf{x},\mathbf{v}) d^{3}\mathbf{v}, \quad \hat{\mathbf{\Pi}}_{i} = \sum_{\alpha=1}^{K} \hat{\mathbf{\Pi}}_{\alpha}.$$
 (7)

Здесь и далее через  $\mathbf{U} \otimes \mathbf{V}$  будем обозначать диадный тензор, образованный векторами  $\mathbf{U}$  и  $\mathbf{V}$  в пространстве  $\mathbb{R}^3$ , декартовы компоненты которого определяются через соответствующие компоненты образующих его векторов по формуле  $(\mathbf{U} \otimes \mathbf{V})_{k,l} = U_k V_l$ . Отметим, что верна формула

$$\hat{\Pi}_{\alpha} = \hat{\mathbf{P}}_{\alpha} + m_{\alpha} n_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha} \otimes \mathbf{u}_{\alpha}, \tag{8}$$

которая даёт разложение тензора напряжений  $\hat{\Pi}_{\alpha}$  в виде суммы тензора давления  $\hat{\mathbf{P}}_{\alpha}$  и тензора инерции  $m_{\alpha}n_{\alpha}\mathbf{u}_{\alpha}\otimes\mathbf{u}_{\alpha}$ .

Из уравнений Власова (3)—(5) для каждой компоненты плазмы  $\alpha = 1, ..., K, e$  вытекают уравнение непрерывности (потока массы), а также уравнение потока импульса:

$$\frac{\partial \mathbf{j}_{\alpha}}{\partial t} = \frac{q_{\alpha}^{2} n_{\alpha}}{m_{\alpha}} \mathbf{E} - \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} \left[ \mathbf{B} \times \mathbf{j}_{\alpha} \right] - \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} \operatorname{div} \hat{\mathbf{\Pi}}_{\alpha}. \tag{9}$$

Далее будем использовать традиционные обозначения для полных производных по времени от произвольной функции  $\Phi(\mathbf{x},t)$  вдоль линий тока каждой компоненты плазмы:

$$\frac{d_{\alpha}\Phi(\mathbf{x},t)}{dt} = \frac{\partial\Phi(\mathbf{x},t)}{\partial t} + \left(\mathbf{u}_{\alpha}(\mathbf{x},t)\cdot\nabla\right)\Phi(\mathbf{x},t). \tag{10}$$

Подстановка в уравнение (9) этих обозначений, формулы (8), а также учёт уравнения непрерывности и известной формулы для дивергенции диадного тензора

$$\operatorname{div}(\mathbf{a} \otimes \mathbf{b}) = (\mathbf{a} \cdot \nabla)\mathbf{b} + \mathbf{b} \cdot \operatorname{div}\mathbf{a},\tag{11}$$

после несложных выкладок позволяет получить следующее уравнение

$$m_{\alpha} n_{\alpha} \frac{d_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}}{dt} = q_{\alpha} n_{\alpha} \mathbf{E} - \left[ \mathbf{B} \times \mathbf{j}_{\alpha} \right] - \operatorname{div} \hat{\mathbf{P}}_{\alpha}. \tag{12}$$

Рассмотрим теперь две дивергентные формы уравнения силового баланса, которые вытекают из уравнения потока импульса в формах (9) и (12) соответственно. Суммирование умноженных на отношение  $m_{\alpha}/q_{\alpha}$  уравнений потока импульса в форме (9) по всем компонентам плазмы  $\alpha=1,...,K,e$  с учётом определения плотности заряда в выражениях (4) и тока в соотношениях (5), а также суммарного тензора напряжения ионов в равенствах (6), даёт уравнение

$$-\frac{m_e}{e} \cdot \frac{\partial \mathbf{j}_e}{\partial t} + \sum_{\alpha=1}^K \frac{m_\alpha}{q_\alpha} \cdot \frac{\partial \mathbf{j}_\alpha}{\partial t} = \tilde{\mathbf{n}} \mathbf{E} - \left[ \mathbf{B} \times \mathbf{j} \right] - \operatorname{div} \hat{\mathbf{\Pi}}_i - \operatorname{div} \hat{\mathbf{\Pi}}_e.$$

Аналогично, суммирование уравнений потока импульса в форме (12) по всем компонентам плазмы  $\alpha = 1, ..., K, e$  с учётом определения плотности заряда и тока ионов в выражениях (4) и (5), а также суммарного тензора давления ионов в соотношениях (7), даёт уравнение

$$m_e n_\alpha \frac{d_e \mathbf{u}_e}{dt} + \sum_{\alpha=1}^K m_\alpha n_\alpha \frac{d_\alpha \mathbf{u}_\alpha}{dt} = \rho \mathbf{E} - [\mathbf{B} \times \mathbf{j}] - \operatorname{div} \hat{\mathbf{P}}_i - \operatorname{div} \hat{\mathbf{P}}_e.$$

Подстановка в последние два уравнения условия квазинейтральности  $\rho(\mathbf{x},t)\equiv 0$  и выражения для плотности тока через ротор магнитного поля  $\mathbf{j}=\mathrm{rot}\,\mathbf{B}/\mu_0$  из уравнения Ампера позволяет исключить из них электрическое поле и плотность тока, т. е. приводит их к виду

$$-\frac{m_e}{e} \cdot \frac{\partial \mathbf{j}_e}{\partial t} + \sum_{\alpha=1}^K \frac{m_\alpha}{q_\alpha} \cdot \frac{\partial \mathbf{j}_\alpha}{\partial t} = -\frac{1}{\mathbf{i}_0} [\mathbf{B} \times \text{rot} \mathbf{B}] - \text{div} \hat{\mathbf{\Pi}}_i - \text{div} \hat{\mathbf{\Pi}}_e,$$
(13)

$$m_e n_\alpha \frac{d_e \mathbf{u}_e}{dt} + \sum_{\alpha=1}^K m_\alpha n_\alpha \frac{d_\alpha \mathbf{u}_\alpha}{dt} = -\frac{1}{\mathbf{i}_0} \left[ \mathbf{B} \times \text{rot} \mathbf{B} \right] - \text{div} \hat{\mathbf{P}}_i - \text{div} \hat{\mathbf{P}}_e.$$
 (14)

Слагаемое  $[\mathbf{B} \times \mathrm{rot} \mathbf{B}]$  в этих уравнениях может быть представлено в дивергентном виле

$$\left[\mathbf{B} \times \operatorname{rot}\mathbf{B}\right] = \operatorname{div}\left(\frac{1}{2}B^{2}\hat{\mathbf{I}} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{B}\right),\tag{15}$$

где  $\hat{\mathbf{I}}$  — единичный тензор. Подстановка формулы (15) в уравнения (13) и (14) приводит уравнения силового баланса к следующим дивергентным формам:

$$-\frac{m_e}{e} \cdot \frac{\partial \mathbf{j}_e}{\partial t} + \sum_{\alpha=1}^K \frac{m_\alpha}{q_\alpha} \cdot \frac{\partial \mathbf{j}_\alpha}{\partial t} = \operatorname{div} \left[ \frac{1}{\mathbf{i}_0} \mathbf{B} \otimes \mathbf{B} - \frac{1}{2\mathbf{i}_0} B^2 \hat{\mathbf{I}} - \hat{\mathbf{\Pi}}_i - \hat{\mathbf{\Pi}}_e \right], \tag{16}$$

$$m_e n_\alpha \frac{d_e \mathbf{u}_e}{dt} + \sum_{\alpha=1}^K m_\alpha n_\alpha \frac{d_\alpha \mathbf{u}_\alpha}{dt} = \operatorname{div} \left[ \frac{1}{\mathbf{i}_0} \mathbf{B} \otimes \mathbf{B} - \frac{1}{2\mathbf{i}_0} B^2 \hat{\mathbf{I}} - \hat{\mathbf{P}}_i - \hat{\mathbf{P}}_e \right]. \tag{17}$$

Отметим физический смысл полученных уравнений. Уравнение (16) означает, что нестационарность процесса равносильна разнице между объёмной плотностью «силы натяжения силовых линий магнитного поля»  $\frac{1}{\mu_0}(\mathbf{B}\cdot\nabla)\mathbf{B}=\frac{1}{\mu_0}\mathrm{div}(\mathbf{B}\otimes\mathbf{B}) \text{ и дивергенцией от суммы тензора магнитного давления } \left(\mathbf{B}^2/(2\mu_0)\right)\hat{\mathbf{I}}$  с суммарным тензором напряжений ионов  $\hat{\mathbf{\Pi}}_i=\sum_{\alpha=1}^K\hat{\mathbf{\Pi}}_\alpha$  и с тензором напряжения электронов  $\hat{\mathbf{\Pi}}_e$ . Уравнение (16) удобно для анализа и постановки граничных условий в моделях стационарных токовых слоёв.

Уравнение (17) означает, что объёмная плотность действующей на плазму силы равна разнице между объёмной плотностью «силы натяжения силовых линий магнитного поля»  $\frac{1}{\mu_0}({\bf B}\cdot{\bf \nabla}){\bf B}=\frac{1}{\mu_0}{\rm div}({\bf B}\otimes{\bf B})\ \, {\rm и}\,\, {\rm дивергенцией}\,\, {\rm от}\,\, {\rm суммы}\,\, {\rm тен-зора}\,\, {\rm магнитного}\,\, {\rm давления}\,\, \left({\bf B}^2/(2\mu_0)\right)\hat{\bf I}\,\,\, {\rm c}\,\, {\rm суммарным}\,\, {\rm тен-зором}\,\, {\rm давления}\,\, {\rm и}\, {\rm от}\,\, {\rm от$ 

В случае бесстолкновительной плазмы из незамагниченных ионов и замагниченных электронов учёт замагниченности электронов приводит к значительным изменениям в системе уравнений, описывающих плазму. В работе (Мингалев и др., 2020) показано, что из замагниченности электронов в околоземной плазме вытекает, что они находятся в полном силовом равновесии:

$$\frac{d_e \mathbf{u}_e}{dt} = 0. \tag{18}$$

Подстановка этого условия в уравнение потока импульса для них в форме (9) с учётом формулы (8) и равенства  $q_e = -e$  приводит к следующему уравнению для плотности тока электронов в дивергентном виде:

$$\frac{\partial \mathbf{j}_e}{\partial t} = e \cdot \operatorname{div}(n_e \mathbf{u}_e \otimes \mathbf{u}_e). \tag{19}$$

Рассмотрим теперь дивергентные формы уравнений силового баланса с учётом замагниченности электронов. Подстановка уравнения потока импульса для замагниченных электронов в форме (19) в уравнение (16) и учёт для тензора напряжений электронов разложения (8) приводит к следующему уравнению:

$$\sum_{\alpha=1}^{K} \frac{m_{\alpha}}{q_{\alpha}} \cdot \frac{\partial \mathbf{j}_{\alpha}}{\partial t} = \operatorname{div} \left[ \frac{1}{\mu_{0}} \mathbf{B} \otimes \mathbf{B} - \frac{1}{2\mu_{0}} B^{2} \hat{\mathbf{I}} - \hat{\mathbf{P}}_{i} - \hat{\mathbf{P}}_{e} \right], \tag{20}$$

в котором по сравнению с уравнением (16) в левой части сократилось слагаемое с производной по времени от тока электронов, а в правой части тензор напряжений электронов  $\hat{\mathbf{\Pi}}_{\varrho}$  заменён их тензором давления  $\hat{\mathbf{P}}_{\varrho}$ .

Аналогично, подстановка уравнения потока импульса для замагниченных электронов в форме (18) в уравнение (17) приводит к следующему уравнению:

$$\sum_{\alpha=1}^{K} m_{\alpha} n_{\alpha} \frac{d_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}}{dt} = \operatorname{div} \left[ \frac{1}{\mathbf{i}_{0}} \mathbf{B} \otimes \mathbf{B} - \frac{1}{2\mathbf{i}_{0}} B^{2} \hat{\mathbf{I}} - \hat{\mathbf{P}}_{i} - \hat{\mathbf{P}}_{e} \right], \tag{21}$$

в котором по сравнению с уравнением (17) в левой части сократилось инерционное слагаемое электронов.

Отметим, что физический смысл уравнения (20) по сравнению с уравнением (16) немного изменился. Из выражения (20) следует, что в случае замагниченных электронов нестационарность процесса равносильна разнице между объёмной плотностью «силы натяжения силовых линий магнитного поля»  $\frac{1}{\mu_0}(\mathbf{B}\cdot\nabla)\mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0}\mathrm{div}(\mathbf{B}\otimes\mathbf{B})$  и дивергенцией от суммы тензора магнитного давления  $\left(\mathbf{B}^2/(2\mu_0)\right)\hat{\mathbf{I}}$  с суммарным тензором напряжений ионов  $\hat{\mathbf{\Pi}}_i = \sum_{\alpha=1}^K \hat{\mathbf{\Pi}}_\alpha$  и с тензором давления электронов  $\hat{\mathbf{P}}_e$ . Уравнение (20) удобно для постановки граничных условий в моделях стационарных токовых слоёв. Физический смысл уравнения (21) по сравнению с уравнением (17) сохраняется. При этом тензор давления замагниченных электронов определяется формулой

$$\hat{\mathbf{P}}_{e} = p_{e\perp} \hat{\mathbf{I}} + (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \mathbf{b} \otimes \mathbf{b}. \tag{22}$$

Отметим, что в случае бесстолкновительной плазмы из протонов и замагниченных электронов уравнения силового баланса (20) и (21) принимают вид

$$\frac{m_p}{e} \cdot \frac{\partial \mathbf{j}_p}{\partial t} = \operatorname{div} \left[ \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \otimes \mathbf{B} - \frac{1}{2\mu_0} B^2 \hat{\mathbf{l}} - \hat{\mathbf{\Pi}}_p - \hat{\mathbf{P}}_e \right], \tag{23}$$

$$m_p n_p \frac{d_p \mathbf{u}_p}{dt} = \operatorname{div} \left[ \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \otimes \mathbf{B} - \frac{1}{2\mu_0} B^2 \hat{\mathbf{I}} - \hat{\mathbf{P}}_p - \hat{\mathbf{P}}_e \right]$$
(24)

и являются дивергентными формами уравнения потока импульса (уравнения движения) для протонов, в которых электрическое поле исключено. Плазма солнечного ветра, а также плазма магнитосферы Земли в спокойных гелиогеофизических условиях как раз состоит из протонов и замагниченных электронов.

## ПРИМЕНЕНИЕ УРАВНЕНИЙ СИЛОВОГО БАЛАНСА ДЛЯ СУЩЕСТВУЮЩЕЙ МОДЕЛИ

В работе (Мингалев и др., 2018) выведена законченная теория для стационарного пространственно одномерного тонкого токового слоя с заданной постоянной нормальной компонентой магнитного поля в бесстолкновительной плазме

из незамагниченных протонов и замагниченных электронов с учётом электростатических эффектов и кинетическим описанием замагниченных электронов, которые имеют распределение Максвелла — Больцмана в стационарном электромагнитном поле. На основе этой теории построена численная модель стационарного тонкого токового слоя.

Полное описание модели имеется в указанной выше работе, здесь же отметим кратко наиболее важные детали. В модели используется одномерная сетка по пространству и трёхмерная сетка по скоростям с фиксированным шагом (размерность 1D3V). Протоны описываются уравнением Власова, которое численно решается методом характеристик. Электроны описываются уравнением Власова в дрейфовом приближении, для которого получено точное решение в виде распределения Максвелла — Больцмана в стационарном магнитном и электрическом полях. Это позволяет учесть вклад электронов аналитически. Для численного решения стационарного уравнения Власова применён новый вариант метода характеристик.

Теперь рассмотрим применение уравнений силового баланса (20) и (21) к вышеупомянутому токовому слою (TC), в котором все функции зависят только от одной пространственной координаты z поперёк слоя. В зависимости от ситуации будем обозначать двумя способами векторы декартова базиса системы координат  $\mathbf{e}_x = \mathbf{e}_1$ ,  $\mathbf{e}_y = \mathbf{e}_2$  и  $\mathbf{e}_z = \mathbf{e}_3$ , а также компоненты вектора координат:

$$\mathbf{x} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z = x_1\mathbf{e}_1 + x_2\mathbf{e}_2 + x_3\mathbf{e}_3 \in \mathbb{R}^3,$$

и компоненты вектора скорости

$$\mathbf{v} = v_x \mathbf{e}_x + v_y \mathbf{e}_y + v_z \mathbf{e}_z = v_1 \mathbf{e}_1 + v_2 \mathbf{e}_2 + v_3 \mathbf{e}_3 \in \mathbb{R}^3.$$

В рассматриваемом ТС магнитное поле имеет заданную постоянную нормальную компоненту  $B_z$  = const и самосогласованные компоненты  $B_x(z)$  и  $B_y(z)$ , а электрическое поле имеет одну самосогласованную компоненту  $E_z(z)$ :

$$\mathbf{B}(z) = B_x(z)\mathbf{e}_x + B_y(z)\mathbf{e}_y + B_z\mathbf{e}_z, \quad \mathbf{E}(z) = E_z(z)\mathbf{e}_z = -\frac{d\varphi(z)}{dz}\mathbf{e}_z, \tag{25}$$

где через  $\phi(z)$  обозначен скалярный потенциал.

Отметим, что в рассматриваемом одномерном случае вектор  $\operatorname{div} \hat{\mathbf{A}}(z)$  имеет вид:

$$\operatorname{div}\hat{\mathbf{A}}(z) = \frac{d}{dz} \left[ A_{x,z}(z)e_x + A_{y,z}(z)e_y + A_{z,z}(z)e_z \right]. \tag{26}$$

Применение этой формулы к стационарному уравнению (16), которое можно представить в виде

$$\operatorname{div}\left[-\frac{1}{\mu_0}\mathbf{B}\otimes\mathbf{B} + \frac{1}{2\mu_0}B^2\hat{\mathbf{I}} + \hat{\mathbf{\Pi}}_i + \hat{\mathbf{\Pi}}_e\right] = 0,$$
(27)

приводит к следующему векторному уравнению силового баланса в форме закона сохранения для пространственно одномерного токового слоя:

$$(\Pi_{i,x,z} + \Pi_{e,x,z})\mathbf{e}_x + (\Pi_{i,y,z} + \Pi_{e,y,z})\mathbf{e}_y + \left[\Pi_{i,z,z} + \Pi_{e,z,z} + \frac{B^2}{2\mu_0}\right]\mathbf{e}_z - \frac{B_z\mathbf{B}}{\mu_0} \equiv \text{const.} \quad (28)$$

Уравнение в такой форме необходимо для вывода граничных условий в численных моделях тонких токовых слоёв и определения стационарности полученной конфигурации TC.

Аналогичным образом стационарное уравнение (21) можно представить в виде

$$\operatorname{div}\left(-\frac{1}{\mu_0}\mathbf{B}\otimes\mathbf{B} + \frac{1}{2\mu_0}B^2\hat{\mathbf{I}} + \hat{\mathbf{\Pi}}_i + \hat{\mathbf{P}}_e\right) = 0.$$
 (29)

Подстановка в него формулы (22) для тензора давления электронов и применение формулы (28) приводит его к виду:

$$\frac{d}{dz} \left[ \Pi_{i,x,z} \mathbf{e}_{x} + \Pi_{i,y,z} \mathbf{e}_{y} + \left[ \Pi_{i,z,z} + \frac{B^{2}}{2\mu_{0}} + p_{e\perp} \right] \mathbf{e}_{z} + \frac{B_{z} \mathbf{B}}{\mu_{0}} \left[ \frac{1}{B^{2}} (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) - 1 \right] \right] = 0.$$
 (30)

Отсюда вытекает следующее векторное уравнение силового баланса в форме закона сохранения для стационарного пространственно одномерного токового слоя:

$$\Pi_{i,x,z} \mathbf{e}_{x} + \Pi_{i,y,z} \mathbf{e}_{y} + \left[ \Pi_{i,z,z} + \frac{B^{2}}{2\mu_{0}} + p_{e\perp} \right] \mathbf{e}_{z} + \frac{B_{z} \mathbf{B}}{\mu_{0}} \left[ \frac{\mathbf{i}}{B^{2}} (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) - 1 \right] \equiv \text{const}, \quad (31)$$

которое даёт соответствующие уравнения по каждой из координатных осей:

1) по оси *X*:

$$\Pi_{i,x,z}(z) - \frac{1}{\mu_0} B_z B_x(z) + \frac{B_z B_x(z)}{B^2(z)} \left[ p_{e||}(z) - p_{e\perp}(z) \right] \equiv \text{const};$$
 (32)

2) по оси Y:

$$\Pi_{i,y,z}(z) - \frac{1}{\mu_0} B_z B_y(z) + \frac{B_z B_y(z)}{B^2(z)} \left[ p_{e||}(z) - p_{e\perp}(z) \right] \equiv \text{const};$$
 (33)

3) по оси *Z*:

$$\Pi_{i,z,z}(z) + \frac{1}{2\mu_0} B^2(z) + \frac{B_z^2}{B^2(z)} \left( p_{e\parallel}(z) - p_{e\perp}(z) \right) + p_{e\perp}(z) \equiv \text{const.}$$
 (34)

Во всех трёх уравнениях (32)—(34) последнее слагаемое, содержащее электронное давление, даёт вклад электронов в силовой баланс.

Видно, что в случае изотропных электронов  $p_{e\parallel}(z) \equiv p_{e\perp}(z) \equiv p(z)$  они будут давать вклад только в баланс по ортогональной к слою оси Z, и уравнения (32)—(34) примут наиболее простой вид:

$$\Pi_{i,x,z}\mathbf{e}_x + \Pi_{i,y,z}\mathbf{e}_y + \left[\Pi_{i,z,z} + \frac{B^2}{2\mu_0} + p_e\right]\mathbf{e}_z - \frac{B_z\mathbf{B}}{\mu_0} \equiv \text{const},$$
(35)

уравнение силового баланса по оси X:

$$\Pi_{i,x,z}(z) - \frac{1}{\mu_0} B_z B_x(z) \equiv \text{const}, \tag{36}$$

уравнение силового баланса по оси Y:

$$\Pi_{i,y,z}(z) - \frac{1}{\mu_0} B_z B_y(z) \equiv \text{const}, \tag{37}$$

уравнение силового баланса по оси Z:

$$\Pi_{i,z,z}(z) + \frac{1}{2\mu_0} B^2(z) + p_e(z) \equiv \text{const.}$$
 (38)

Отметим, что полученные векторные уравнения силового баланса в форме закона сохранения (31) и (35) для стационарного пространственно одномерного токового слоя могут быть использованы для моделирования токовых слоёв с несколькими ионными компонентами. Наиболее важным примером такого токового слоя является TC в хвосте магнитосферы Юпитера (Artemyev et al., 2014 и ссылки в ней), в котором помимо протонов имеются горячие ионы кислорода  $O^+$  и горячие ионы серы  $S^+$ , которые, предположительно, определяют структуру этого TC. Другим примером является токовый слой ближнего и среднего хвоста магнитосферы Земли во время магнитных возмущений с инжекцией ионов кислорода  $O^+$  из ионосферы в магнитосферу. В этом случае в отличие от спокойных условий в этом TC существенную долю ионов составляют ионы кислорода  $O^+$ , которые значительно меняют конфигурацию TC.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ

В работах (Мингалев и др., 2012, 2018; Malova et al., 2015) в численном моделировании получены симметричные конфигурации стационарного пространственно одномерного тонкого токового слоя с заданной нормальной компонентой магнитного поля. В данной работе для этих конфигураций проверяется выполнение условия силового баланса для большого набора входных параметров, что показано на рисунках ниже.

На рис. 1 (см. с. 131) приведён силовой баланс в одной из полученных симметричных конфигураций с плоским магнитным полем и изотропными электронами. Верхняя панель показывает баланс по оси X, который определяется уравнением (36). Как видно из рисунка, силовой баланс выполнен с очень хорошей точностью, причём постоянная в правой части формулы (36) равна нулю. Средняя панель показывает баланс по оси Y, который определяется уравнением (37). В рассматриваемом случае постоянная в правой части формулы (37) также равна нулю. Как видно из рисунка, максимальное отклонение от нуля имеет место вблизи центра слоя и по амплитуде не превышает  $10^{-4}$  нПа, т.е. на два порядка меньше ненулевой недиагональной компоненты тензора напряжений протонов  $\Pi_{x,z}(z)$  и на три порядка меньше ненулевой диагональной компоненты тензора напряжений протонов  $\Pi_{x,z}(z)$  и на три порядка меньше ненулевой диагональной компоненты тензора напряжений протонов  $\Pi_{x,z}(z) \approx 0.06-0.2$  нПа. Таким образом, силовой баланс по оси Y также выполнен с очень хорошей точностью. На нижней панели показан баланс по оси Z который определяется уравнением (38). Красная линия показывает выполнение этого уравнения с высокой точностью.

Как видно из рисунка, давление электронов вносит хоть и относительно малый, но очень важный вклад в точное выполнение уравнения силового баланса в токовом слое.

Таким образом, силовой баланс в созданной численной модели TTC благодаря гладкой и точной аппроксимации вторых моментов функции распределения протонов выполняется с очень высокой точностью. Это указывает на стационарность полученных конфигураций и высокое качество численной модели, достигнутое благодаря использованию разработанных новых методов численного решения стационарного уравнения Власова и ряда новых приёмов моделирования.

На рис. 2 (см. с. 132) приведён силовой баланс в одной из полученных конфигураций с «колоколообразным» профилем и изотропными электронами. Верхняя левая панель показывает баланс по оси X, который определяется уравнением (36). Верхняя правая панель показывает баланс по оси Y, который определяется уравнением (37). В рассматриваемом случае постоянные в правых частях формул (36) и (37), как и в предыдущем случае, равны нулю.

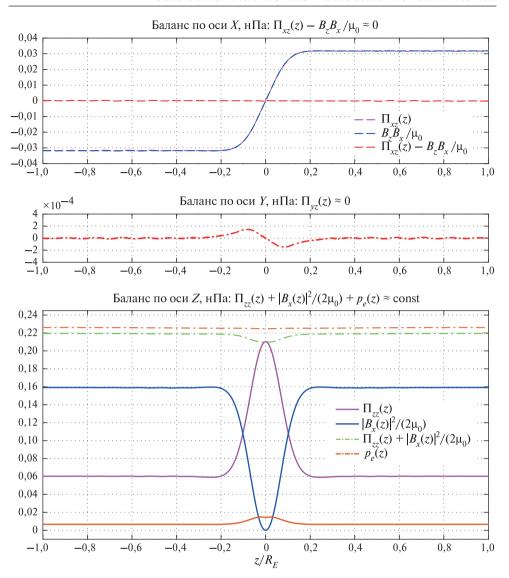
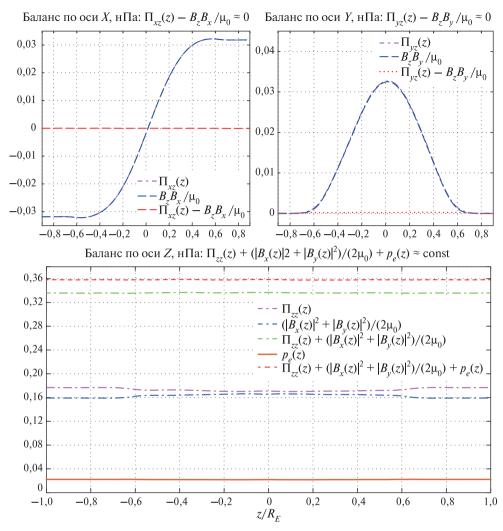


Рис. 1. Силовой баланс для одного из вариантов симметричной конфигурации ТТС

На нижней панели показан баланс по оси Z, который определяется уравнением (38). Красной линией показывается выполнение этого уравнения.

Как видно из рисунка, силовой баланс также выполнен с очень хорошей точностью. Результаты моделирования качественно и количественно очень хорошо согласуются с данными измерений на космических аппаратах, в которых регулярно встречаются токовые слои указанных выше типов.



**Рис. 2.** Силовой баланс для конфигурации ТТС с «колоколообразным» профилем  $B_{\nu}(z)$ 

### ЛИТЕРАТУРА

Мингалев О. В., Мингалев И. В., Мельник М. Н., Артемьев А. В., Малова Х. В., Попов В. Ю., Шен Чао, Зеленый Л. М. Кинетические модели токовых слоёв с широм магнитного поля // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 4. С. 329—344.

Мингалев О. В., Малова Х. В., Мингалев И. В., Мельник М. Н., Сецко П. В., Зеленый Л. М. Модель тонкого токового слоя в хвосте магнитосферы Земли с кинетическим описанием замагниченных электронов // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 10. С. 769—790.

Мингалев О. В., Мингалев И. В., Малова Х. В., Мерэлый А. М., Хабарова О В. Описание крупномасштабных процессов в околоземной космической плазме // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 4. С. 329—350.

Artemyev A. V., Vasko I. Yu., Kasahara S., Thin current sheets in the Jovian magnetotail // Planetary and Space Science. 2014. V. 96. P. 133–145.

Malova H. V., Mingalev O. V., Grigorenko E. E., Mingalev I. V., Melnik M. N., Popov V. Yu., Delcourt D. C., Petrukovich A. A., Shen C., Rong D., Zelenyi L. M. Formation of self-organized shear structures in thin current sheets // J. Geophysical Research: Space Physics. 2015. V. 120. P. 4802–4824. DOI: 10.1002/2014JA020974.

# FORCE BALANCE EQUATIONS IN THE CURRENT SHEET IN THE PROTONS AND MAGNETIZED ELECTRONS COLLISIONLESS PLASMA

P. V. Setsko<sup>1</sup>, O. V. Mingalev<sup>1</sup>, I. V. Mingalev<sup>1</sup>, H. V. Malova<sup>2,3</sup>, M. N. Melnik<sup>1</sup>, A. V. Artemyev<sup>3</sup>, O. V. Khabarova<sup>4</sup>

- <sup>1</sup> Polar Geophysical Institute (PGI), Apatity, Russia
- <sup>2</sup> Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Lomonosov Moscow State University (SINP MSU), Moscow, Russia
- <sup>3</sup> Space Research Institute of the RAS (IKI), Moscow, Russia
- <sup>4</sup> Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the RAS (IZMIRAN), Moscow, Troitsk, Russia

The paper presents the derivation of divergent forms of the force balance equations, as well as verification of the fulfillment of the force balance conditions in stationary thin current sheets in the protons and magnetized electrons collisionless plasma. Using the numerical model of stationary spatially 1D current sheet with a given normal magnetic field component, a set of thin current sheet configurations for two types is received: symmetric configurations and configurations with a bell-shaped shear component. For these configurations, the contribution of various conditions is controlled.

Keywords: current sheets, thin current sheet, force balance, Earth's magnetosphere, simulation

Setsko Pavel Vladimirovich — junior researcher, PhD student, setsko@pgia.ru Mingalev Oleg Victorovich — head of laboratory, PhD Mingalev Igor Victorovich — leading researcher, Dr. Sci.

# ИССЛЕДОВАНИЕ УЗКИХ ПОТОКОВ СУБАВРОРАЛЬНЫХ ИОННЫХ ДРЕЙФОВ ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ НА ОСНОВЕ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ

А. А. Синевич <sup>1,2</sup>, А. А. Чернышов <sup>1,2</sup>, Д. В. Чугунин <sup>1</sup>

- 1 Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия
- <sup>2</sup> Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ), Москва, Россия

Субавроральная область ионосферы на сегодняшний день является актуальным предметом исследования, так как многие явления, происходящие в ней, изучены не до конца. Одно из таких явлений — поляризационный джет. Исследование параметров поляризационного джета до настоящего времени проводилось с помощью измерений наземных станций и спутниковых приборов с максимальной частотой опроса 1–5 Гц. Учитывая, что поляризационный джет обычно имеет небольшие пространственные размеры, для исследования его мелкомасштабной структуры необходимы измерения со значительно большей частотой опроса. В настоящей работе представлены результаты измерений параметров плазмы внутри поляризационного джета с номинальной частотой опроса 1 кГц, проведённых установленой на спутнике NorSat-1 системой зондов Ленгмюра. В результате исследования установлено наличие неоднородностей температуры и концентрации электронов внутри поляризационного джета с пространственными размерами в десяткисотни метров. Подтверждены известные ранее особенности развития поляризационного джета, а также обнаружено, что с развитием геомагнитной активности распределение температуры электронов внутри него разделяется на два выраженных пика.

*Ключевые слова*: поляризационный джет, субавроральная ионосфера, плазменные параметры, мелкомасштабная структура

## **ВВЕДЕНИЕ**

Несмотря на важность использования разнообразных наземных средств наблюдения для изучения и анализа свойств поляризационного джета (ПД — узкие струи ионного дрейфа) и SAPS (SubAuroral Polarization Stream — широкие области ионосферной конвекции к западу с большими скоростями), а также развития аналитических моделей и численного моделирования, наибольшую ценность представляют непосредственные наблюдения, которые могут быть получены только во время пролёта спутника через субавроральную зону во время развития ПЛ/SAPS. Впервые ПЛ открыли благодаря спутникам «Космос-184» и затем AE-C (Atmosphere Explorer-C) (Гальперин, Пономарёв, 1973; Spiro et al., 1979). Далее спутниковые данные интенсивно использовались для определения свойств и структуры ПД и SAPS, на основе наблюдений многочисленных космических миссий были предложены механизмы возникновения и обнаружено характерное поведение ПД/SAPS во время развития геомагнитных бурь и суббурь. Например, использовались данные спутников OGO-6 (Maynard, 1978), «Ореол-1» и «Ореол-2» (Гальперин и др., 1977; Халипов и др., 1977), ICEE-1 (Maynard et al., 1983), «Ореол-3» (Benkova et al., 1985), DE-1 и DE-2 (Anderson et al., 1993), CRESS (Burke et al., 1998; Rowland, Wygant, 1998), Freja (Karlsson et al., 1998), Astrid-2 (Figueiredo et al., 2004), AMPTE/CCE (Khalipov et al., 2003), DEMETER (Seran et al., 2008), Cluster, THEMIS и Van Allen Probes (RBSP)

**Синевич** Александр Алексеевич — студент магистратуры, sinevich.aa@gmail.com **Чернышов** Александр Александрович — старший научный сотрудник ИКИ РАН **Чугунин** Дмитрий Владимирович — младший научный сотрудник ИКИ РАН

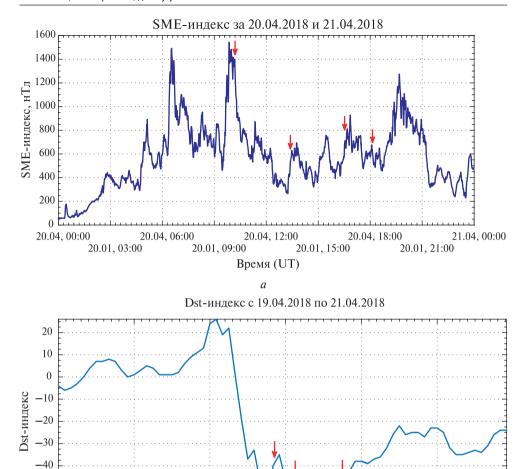
(Mishin et al., 2017). Большое количество работ в разные годы и разными научными коллективами по изучению ПД и SAPS связано с использованием данных серии спутников DMSP (Defense Meteorological Satellite Program). Наблюдения DMSP применялись для проведения статистического анализа характеристик ПД и SAPS, а также совместно с данными радаров некогерентного рассеяния, ионосферной наземной цепочки во время пролёта спутников DMSP поперёк субаврорального поляризационного потока. Кроме того, наблюдения DMSP использовались для сопоставления с результатами, полученными на других спутниках (например, (Халипов и др., 2016а, 6; Anderson et al., 2001; Foster, Burke, 2002; Foster, Vo, 2002; He et al., 2014; Mishin, 2013; Mishin et al., 2010; Wang et al., 2012) и др.).

Комплексные исследования с участием разнообразных космических миссий позволили выявить основные крупномасштабные черты в формировании и развитии ПД и SAPS, определить время и место, где с максимальной вероятностью появляются субавроральные ионные дрейфы, а также связь с геомагнитными возмущениями. Однако многие спутники не были оснащены необходимыми приборами для более глубокого изучения характеристик электромагнитных и плазменных возмущений, создаваемых на высотах внешней ионосферы во время пролёта над субавроральными широтами во время существования ПД или научная аппаратура на борту спутников не позволяла проводить измерения с высоким временным разрешением. Мелкомасштабные процессы внутри ПЛ/SAPS практически не исследованы и здесь остаётся много открытых вопросов. В настоящей работе мы используем данные микроспутника NorSat-1 (Норвегия), который проводил измерения параметров ионосферной плазмы (in situ) зондами Ленгмюра с максимальной частотой опроса до 1 кГц (для сравнения измерения плотности плазмы на спутнике DMSP доступны с частотой опроса 1 Гц) (Hoang et al., 2018). Это позволяет проводить исследования мелкомасштабной структуры  $\Pi \Lambda$  в субавроральной области во время геомагнитной активности, что и является основной целью представленной работы.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ АНАЛИЗ

В данном исследовании рассматривается буря 20 апреля 2018 г. На рис. 1 (см. с. 136) представлены геомагнитные индексы SME (Newell, Gjerloev, 2011) и Dst (Nose et al., 2015), характеризующие геофизическую обстановку, за 20 апреля и с 19 по 21 апреля 2018 г. соответственно, красными стрелками указаны моменты времени рассмотренных далее пролётов спутника. Умеренная геомагнитная буря началась после 02;00 UT. Как следует из рис. 1а, максимальное значение SME индекса, характеризующего авроральный электроджет, наблюдалось приблизительно в 10:00 UT и достигло значений более 1500 нТл. Как видно на графике Dst, изображённом на рис. 16, около 10:00 UT 20 апреля начинается фаза восстановления геомагнитной бури и в это же время авроральная геомагнитная активность (SME-индекс) наиболее высока. Таким образом 20 апреля 2018 г. вероятность обнаружить поляризационный джет — наибольшая.

В таблице приведены пространственные размеры и расположение ПД во время пролётов 10:00, 13:00, 16:00, 18:00 и 21:00 UT. По данной таблице видно, что появившийся на ~53° инвариантной широты и имеющий пространственный размер в 36 км поляризационный джет с развитием геомагнитной бури (см. рис. 1) расширился до 408 км и сдвинулся в сторону экватора к ~48° широты. Далее, с уменьшением геомагнитной активности, джет уменьшился до 180 км и переместился обратно к полюсу на 52—53° широты. Это наблюдение позволяет подтвердить известную ранее особенность поляризационного джета — расширение и сдвиг к экватору с ростом геомагнитной активности.



**Рис. 1.** SME-индекс за 20 апреля 2018 г. (*a*); Dst-индекс с 19 по 22 апреля 2018 г. (*б*), красными стрелками указаны моменты времени рассмотренных далее пролётов спутника (10:00, 13:00, 16:00, 18:00 и 21:00 UT)

б

20.04, 12:00

Дата и время

21.04, 00:00

21.04, 12:00

20.04, 20:00

# Пространственные размеры и расположение поляризационного джета во время каждого из пролётов

Пролёт, UT	Размер, км	км Широта, град	
10:00	36	53,37-53,22	
13:00	369	53,30-51,74	
16:00	408	48,30-46,40	
18:00	312	47,20-45,90	
21:00	180	52,15-51,40	

-50 -60

19.04, 00:00

19.04, 12:00

Обработанные измерения зонлов Ленгмюра на спутнике NorSat-1 во время пролёта субавроральной ионосферы из северной полярной шапки в сторону экватора на высоте около 600 км представлены на рис. 2, на котором показаны вычисленные значения электронной концентрации и температуры электронов методом, описанным в предыдущем разделе. Поскольку измерения проводились с номинальной частотой опроса около 1 кГц, на графиках приведены значения, усреднённые по 100 точкам, т.е. применена процедура скользящего среднего при обработке данных. На рис. 2 проиллюстрированы измерения от 10:10:10 до 10:13:00 UT, когда спутник находился в северном полушарии в околополуночном секторе (~1 MLT) и SME-индекс имел своё максимальное значение. Концентрация электронов показана синей кривой, а её значения отложены на левой оси ординат. Температура электронов показана красной кривой и её значения представлены на правой оси рис. 2. Нижняя горизонтальная ось показывает время измерений (UT), а по верхней горизонтальной оси отложены значения инвариантной широты положения спутника. Кроме того, вертикальными чёрными линиями на рисунке продемонстрированы моменты времени, когда спутник пересекал L-оболочки: 4 и 3 соответственно.

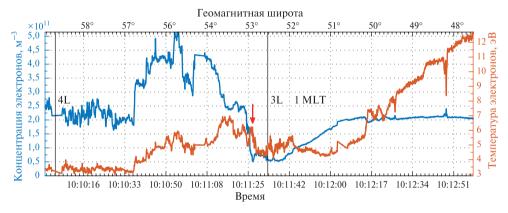


Рис. 2. Изменение температуры и плотности электронов во время пролёта спутника NorSat-1 (10:10:10-10:13:00 UT) 20 апреля 2018 г.; красная стрелка — расположение поляризационного джета; чёрные вертикальные линии — моменты времени, когда спутник пересекал L-оболочки: 4 и 3 соответственно

Из орбитальных данных следует, что в этот отрезок времени спутник находился на субавроральных и плазмосферных широтах. Точные положения границ субавроральной ионосферы только по измерениям концентрации электронов определить нельзя, для этого требуются одновременные измерения высыпаний энергичных электронов и протонов. Однако на основе многих предыдущих исследований ПД мы можем сделать косвенные оценки границ во внутренней магнитосфере и указать, в какой момент наиболее вероятно спутник пролетал через область поляризационного джета. Как известно из различных работ (например, (Galperin, 2002)), ПД находится внутри главного ионосферного провала (ГИП) и часто располагается на его полярной стенке, на границе диффузных высыпаний электронов SEB (soft electron boundary). На приведённом рисунке заметно, что в 10:11:25 происходит быстрое уменьшение концентрации электронов, а затем вплоть до 10:12:04 идёт постепенное восстановление плотности плазмы. С большой уверенностью можно утверждать, что спутник в это время пересекал ГИП. Минимум его приходится примерно на ~53° инвариантной широты. Полярнее ГИП видно, что концентрация электронов увеличена по сравнению с фоновыми значениями в  $\sim$ 2 раза, что вызвано высыпаниями заряженных частиц из магнитосферы. Таким образом, можно сказать, что ПД должен располагаться на полярной стенке ГИП. Действительно, если посмотреть на значения электронной температуры, то заметно, что в области полярнее ГИП температура повышена, что является следствием высыпаний электронов, однако и на полярной границе ГИП виден небольшой всплеск температуры, этот момент времени на рис. 2 показан красной стрелкой.

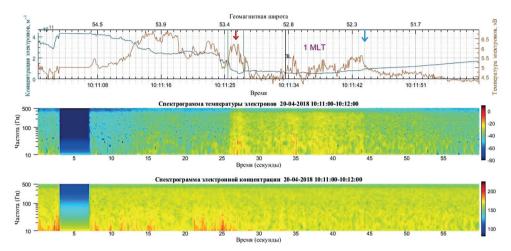
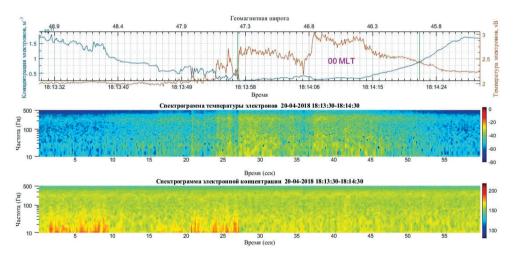


Рис. 3. Изменение плотности и температуры электронов и их спектрограммы за пролёт 10:00 UT (подробно); красная стрелка — поляризационный джет; вертикальные зелёные линии — приблизительные границы поляризационного джета; вертикальная чёрная линия — момент времени, когда спутник пересекал третью L-оболочку; синяя стрелка — предполагаемая экваториальная граница субаврорального потока конвекции на запад (SAPS)

На рис. 3 приведены более подробные измерения данного пролёта. На данном рисунке видно, что на полярной границе ГИП наблюдается локальный провал в концентрации электронов, который сопровождается увеличением электронной температуры в ~1,5 раза. Этот момент времени показан красной стрелкой на рис. 3, верхняя панель. Такое поведение концентрации и температуры электронов, а также положение провала даёт нам основание утверждать, что спутник в этот момент времени пересекал ПД. Приблизительные границы поляризационного джета на верхней панели рис. З показаны зелёными линиями и лежат в пределах от 10:11:25 до 10:11:30 по времени UT и от 53,37° до 53,22° по инвариантной широте, таким образом его пространственный размер составляет ~0,15° широты, что на высоте 600 км над поверхностью Земли соответствует ширине в 36 км. К тому же, как явствует из графиков температуры и концентрации электронов (см. рис. 3, верхняя панель), кроме узкой структуры ПД на полярной кромке ГИП можно увидеть ещё несколько областей с увеличенной относительно фона температурой, которые совпадают с небольшим падением концентрации. Это говорит о том, что внутри ГИП существует несколько узких структур, которые находятся экваториальнее ПД. Поскольку ПД сопровождается сильным меридиональным дрейфом со скоростью, превышающей скорость звука, то следует ожидать образование в нём мелкомасштабных плазменных неоднородностей, вызванных различными неустойчивостями, например, Фарли – Бунемановской. Для их обнаружения на средней и нижней панелях рис. 3 представлены спектрограммы температуры и концентрации электронов соответственно, полученные с помощью дискретного преобразования Фурье не усреднённых спутниковых данных. На спектрограммах видно повышение спектральной интенсивности температуры электронов на частотах до  $\sim \! 300~\Gamma$ ц и спектральной интенсивности концентрации электронов на частотах до  $\sim \! 100~\Gamma$ ц. Следует отметить, что пик спектральной интенсивности по концентрации появляется на  $\sim \! 1~$  с раньше, чем аналогичный пик температуры. Этот эффект, скорее всего, вызван фурье-обработкой резкого перепада концентрации электронов. По данным спектрограммам можно сделать вывод о наличии мелкомасштабных неоднородностей температуры внутри ПД с пространственными размерами в десятки-сотни метров.

Кроме того, экваториальнее поляризационного джета на рис. 3 простирается область, со стороны экватора ограниченная небольшим подъёмом электронной концентрации. Расположен этот подъём на 10:11:44 по времени UT и  $52,2^{\circ}$  по инвариантной широте, на рис. 3 он показан синей стрелкой. Внутри данной области присутствует несколько участков, на которых заметно повышение электронной температуры в  $\sim 1,2$  раза и соответствующий ему рост спектральной интенсивности на частотах до  $\sim 250~\Gamma$ ц. На основании вышесказанного, а также если предположить, что полярная граница этой области совпадает с полярной границей ПД, можно высказать гипотезу, что данная область является широким потоком субавроральной конвекции на запад (SAPS), внутри которого обычно располагается поляризационный джет (Foster, Burke, 2002).



**Рис. 4.** Изменение плотности и температуры электронов и их спектрограммы за пролёт 18:00 UT; вертикальные зелёные линии — приблизительные границы поляризационного джета

На рис. 4 представлен пролёт спутника в 18:00 UT в секторе 0 МLТ. Поляризационный джет на данном рисунке расположен в пределах от 18:13:58 до ~18:14:20 UT и от 47,2° до ~45,9° инвариантной широты, его границы отмечены зелёными линиями. Экваториальная граница ПД, которая была менее выраженной, чем полярная во время предыдущих пролётов, сильно «расплылась» во время данного пролёта, поэтому её положение и ширина ПД определены с большой неточностью. Как видно на рис. 4, после расширения поляризационного джета до его максимальных размеров во время пролёта 16:00 UT, по мере уменьшения геомагнитной активности он начал сужаться, и на момент пролёта 18:00 UT его ширина составила ~1,3° широты и ~312 км. При этом заметно,

что  $\Pi \Pi$  оказался на ~1.5° инвариантной широты ближе к экватору, чем во время пролёта 16:00 UT. Видно, что в распределении температуры электронов внутри поляризационного джета из двух пиков сформировалось два разделённых участка. Первый участок расположен от 18:13:58 до 18:14:05 по времени UT и от 47,35 до 46,85° инвариантной широты, температура электронов в нём выше фоновых значений в среднем в ~1,37 раза. Второй участок расположен от 18:14:07 до 18:14:20 UT и от 46,75 до  $46,4^{\circ}$  по инвариантной широте и характеризуется повышением температуры электронов в ~1,5 раза относительно фоновых значений. Таким образом, экваториальный участок интенсивнее полярного. На рис. 4 заметно, что каждому из участков повышения электронной температуры соответствует свой небольшой провал в распределении электронной концентрации. На спектрограмме электронной температуры (см. рис. 4, средняя панель) также происходит разделение по времени на два выделенных участка. Эти наблюдения позволяют предположить, что в момент пролёта 18:00 UT происходит разделение одного поляризационного джета на два. Также на рис. 4 видно, что полярнее поляризационного джета расположены два небольших пика электронной температуры: на ~47,5 и ~47,6° инвариантный широты, при этом экваториальный пик на ~5 % интенсивнее полярного. Существование данных пиков может объясняться случайным эффектом сложной структуры ионосферы в субавроральной области.

#### **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Во время геомагнитной бури 20 апреля 2018 г. по данным спутника NorSat-1 на  $40-50^{\circ}$  геомагнитных широтах в субавроральной области ионосферы обнаружен поляризационный джет и изучены его свойства и характеристики. Благодаря высокой частоте измерений характеристик плазмы научной аппаратурой спутника исследована мелкомасштабная структура поляризационного джета:

- обнаружены неоднородности температуры и концентрации электронов с пространственными размерами в десятки-сотни метров;
- показано возрастание температуры электронов внутри поляризационного джета в среднем в 1,5 раза;
- подтверждены известные ранее особенности развития поляризационного джета, такие как расширение и сдвиг к экватору с ростом геомагнитной активности;
- обнаружено, что с развитием геомагнитной активности распределение температуры электронов внутри поляризационного джета разделяется на два выраженных участка.

Авторы выражают благодарность Халипову В.Л. за плодотворное обсуждение разнообразных вопросов, связанных с изучением поляризационного джета. Мы признательны Лассе Клаусену (Lasse Clausen) за доступ к данным спутника NorSat-1 (http://tid.uio.no/plasma/norsat/), а также Мировому центру данных по геомагнетизму в Киото (http://wdc.kugi.kyotou.ac.jp/) и сотрудничеству организаций и национальных агентств SuperMAG (http://supermag.jhuapl.edu/info/) за предоставление данных по индексам геомагнитной активности.

#### ЛИТЕРАТУРА

*Гальперин Ю. И.*, *Пономарёв В. Н.* Прямые измерения конвекции плазмы в верхней ионосфере // Космич. исслед. 1973. Т. 11. № 1. С. 88.

- *Гальперин Ю. И.*, *Кранье Ж.*, *Лисаков Ю. В.* и др. Диффузная авроральная зона. І. Модель экваториальной границы диффузной зоны вторжения авроральных электронов в вечернем и околополуночном секторах // Космич. исслед. 1977. Т. 15. № 3. С. 421—434.
- *Халипов В.Л.*, *Гальперин Ю. И.*, *Лисаков Ю. В.* и др. Диффузная авроральная зона. II. Формирование и динамика полярного края субаврорального ионосферного провала в вечернем секторе // Космич. исслед. 1977. Т. 15. № 5. С. 708—724.
- *Халипов В.Л.*, *Степанов А. Е.*, *Котова Г.А.*, *Бондарь Е.Д.* (2016а) Вариации положения поляризационного джета и границы инжекции энергичных ионов во время суббурь // Геомагнетизм и аэрономия. 2016. Т. 56. № 2. С. 187—193.
- Халипов В. Л., Степанов А. Е., Котова Г. А. и др. (20066) Вертикальные скорости дрейфа плазмы при наблюдении поляризационного джета по наземным доплеровским измерениям и данным дрейфометров на спутниках DMSP // Геомагнетизм и аэрономия. 2016. Т. 56. № 5. С. 568—578.
- Anderson P. C., Hanson W. B., Heelis R. A. et al. A proposed production model of rapid subauroral ion drifts and their relationship to substorm evolution // J. Geophysical Research. 1993. V. 98. No. A4. P. 6069–6078. DOI: 10.1029/92JA01975.
- Anderson P. C., Carpenter D. L., Tsuruda K. et al. Multisatellite observations of rapid subauroral ion drifts (SAID) // J. Geophysical Research. 2001. V. 106. No. A12. P. 29585—29599. DOI: 10.1029/2001JA000128.
- Benkova N. P., Kozlov E. F., Samorokin N. I. et al. Two-dimensional Snapshots of Electron Density in the Main Trough and Diffuse Auroral Zone from a Close Network of Ionosondes: Comparison with Measurements from AUREOL-3 Satellite // The Results of the ARCAD-3 PROJECT and of the Recent Programmes in Magnetospheric and Ionospheric Physics: Trans. Intern. Symp. Toulouse, May 1984. Toulouse, 1985. P. 855–878.
- Burke W.J., Maynard N. C., Hagan M. P. et al. Electrodynamics of the inner magnetosphere observed in the dusk sector by CRRES and DMSP during the magnetic storm of June 4–6, 1991 // J. Geophysical Research. 1998. V. 103. Iss. A12. P. 29399–29418. DOI: 10.1029/98JA02197.
- Figueiredo S., Karlsson E., Marklund G. Investigation of subauroral ion drifts and related field-aligned currents and ionospheric Pedersen conductivity distribution // Annals Geophysics. 2004. V. 22. P. 923–934. DOI: 10.5194/angeo-22-923-2004.
- Foster J. C., Burke W.J. SAPS: A new categorization for subauroral electric fields // EOS Trans. AGU. 2002. V. 83. P. 293–294. DOI: 10.1029/2002EO000289.
- Foster J. C., Vo H. B. Average characteristics and activity dependence of the subauroral polarization stream // J. Geophysical Research. 2002. V. 107. No. A12. P. SIA 16-1–SIA 16-10. DOI: 10.1029/2002JA009409.
- Galperin Yu. I. Polarization Jet: characteristics and a model // Annales Geophysicae. 2002. V. 20. No. 3. P. 391–404. DOI: 10.5194/angeo-20-391-2002.
- He F., Zhang X.-X., Chen B. Solar cycle, seasonal, and diurnal variations of subauroral ion drifts: Statistical results // J. Geophysical Research. Space Physics. 2014. V. 119. P. 5076–5086. DOI: 10.1002/2014JA019807.
- Hoang H., Clausen L. B. N., Røed K. et al. The Multi-Needle Langmuir Probe System on Board NorSat-1 // Space Science Reviews. 2018. V. 214. Iss. 4. No. 75. DOI: 10.1007/s11214-018-0509-2.
- Karlsson E., Marklund G., Blomberg L., Malkki A. Subauroral electric fields observed by Freja satellite: A statistical study // J. Geophysical Research. 1998. V. 103. P. 4327–4341. DOI: 10.1029/97JA00333.
- *Khalipov V. L.*, *Galperin Yu. I.*, *Stepanov A. E.*, *Bondar' E. D.* Formation of polarization jet during injection of ions into the inner magnetosphere // Advances in Space Research. 2003. V. 31. No. 5. P. 1303–1308.
- Maynard N. C. On large poleward directed electric fields at subauroral latitudes // Geophysical Research Letters. 1978. V. 5. No. 7. P. 617–618.
- Maynard N. C., Aggson T. L., Heppner J. P. The Plasmaspheric electric field as measured by ISEE-1 // J. Geophysical Research. 1983. V. 88. No. A5. P. 3981–3990.

- Mishin E. V. Interaction of substorm injections with the subauroral Geospace: Multispacecraft observations of SAID // J. Geophysical Research. 2013. V. 118. No. A9. P. 5782–5796. DOI: 10.1002/jgra.50548.
- Mishin E. V., Puhl-Quinn P. A., Santolik O. SAID: A turbulent plasmaspheric boundary layer // Geophysical Research Letters. 2010. V. 37. No. L07106. DOI: 10.1029/2010GL042929.
- Mishin E. V., Nishimura Yu., Foster J. SAPS/SAID revisited: A causal relation to the substorm current wedge // J. Geophysical Research: Space Physics. 2017. V. 112. Iss. 8. P. 8516–8535. DOI: 10.1002/2017JA024263.
- Newell P. T., Gjerloev J. W. Evaluation of SuperMAG auroral electrojet indices as indicators of substorms and auroral power // J. Geophysical Research. 2011. V. 116. No. A12211. DOI: 10.1029/2011JA016779, 2011.
- Nose M., Iyemori T., Sugiura M., Kamei T. Geomagnetic Dst index / World Data Center for Geomagnetism, Kyoto. 2015. DOI: 10.17593/14515-74000.
- Rowland D. E., Wygant J. R. Dependence of the large-scale, inner magnetospheric electric field on geomagnetic activity // J. Geophysical Research. 1998. V. 103. No. A7. P. 14959–14964.
- Seran E., Frey H. U., Fillingim H. et al. Demeter high resolution observations of the ionospheric thermal plasma response to magnetospheric energy input during the magnetic storm of November 2004 // Annales Geophysicae. 2008. V. 25. Iss. 12. P. 2503–2511. DOI: ff10.5194/angeo-25-2503-2007f.
- Spiro R. W., Heelis R. A., Hanson W. B. Rapid subauroral ion drifts observed by Atmosphere Explorer-C // Geophysical Research Letters. 1979. V. 6. Iss. 8. P. 657–660. DOI: 10.1029/GL006i008p00657.
- Wang H., Lühr H., Ritter P., Kervalishvili G. Temporal and spatial effects of subauroral polarization streams on the thermospheric dynamics // J. Geophysical Research. 2012. V. 117. No. A11. DOI: 10.1029/2012JA018067.

# INVESTIGATION OF NARROW FLUXES OF SUBAURORAL ION DRIFTS DURING GEOMAGNETIC ACTIVITY BASED ON SATELLITE DATA

A. A. Sinevich <sup>1,2</sup>, A. A. Chernyshov <sup>1,2</sup>, D. V. Chugunin <sup>1</sup>

The subauroral region of the ionosphere is currently a topical subject of research since many of the phenomena occurring in it are not fully understood. One of these phenomena is a polarization jet. Until now, the study of polarization jet parameters was carried out using measurements of ground stations and satellite instruments with a maximum sampling rate of 1–5 Hz. Considering that polarization jet usually has small spatial dimensions, measurements with a much higher sampling rate are required to study its small-scale structure. This paper presents the measurement results of plasma parameters inside a polarization jet with a maximum frequency of 1 kHz, carried out by the Langmuir probe system installed on the NorSat-1 satellite. As a result of the study, the presence of inhomogeneities in the temperature and electron density inside the polarization jet with spatial dimensions of tens to hundreds of meters is shown. The previously known features of polarization jet development are confirmed, and it is also found that the distribution of the electron temperature inside it is divided into two separated peaks during geomagnetic activity.

Keywords: polarization jet, subauroral ionosphere, plasma parameters, small-scale structure

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Space Research Institute of the RAS (IKI), Moscow, Russia

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> National Research University Higher School of Economics (HSE), Moscow, Russia

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ ПОЛИГОНОВ ТВЁРДЫХ БЫТОВЫХ ОТХОДОВ С ПОМОЩЬЮ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

#### А. В. Смолина

Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (МФТИ), Долгопрудный, Россия

Для получения более полной информации о пространственных масштабах и протекающих процессах на полигонах твёрдых бытовых отходов (ТБО) были проанализированы спутниковые изображения на примере полигонов ТБО «Кучино», «Торбеево» и «Тимохово» за 2016 и 2019 гг. Изучались изображения в видимом и инфракрасном диапазонах (Landsat-8, OLI, TIRS; Sentinel-2A/B, MSI), а также радиолокационные данные (Sentinel-1A/B, SAR-C). Результаты косвенно свидетельствуют о наличии тепловых потоков, возникающих из-за складирования отходов.

*Ключевые слова:* полигон ТБО, дистанционный мониторинг, температура поверхности, инфракрасный диапазон, радиодиапазон

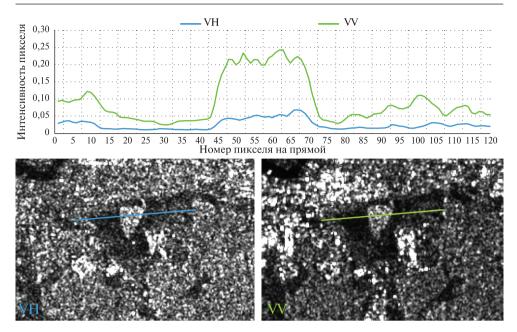
В данной работе был проведён сравнительный анализ накопленной информации на территории, отведённой под каждый полигон ТБО, и близлежащей незагрязнённой контрольной территории. Было рассмотрено около 500 изображений в видимом и инфракрасном диапазонах, из которых примерно 180 оказались информативными (малооблачными и бестеневыми); в радиодиапазоне было рассмотрено более 350 изображений.

Анализ показал, что температура поверхности полигонов выше температуры поверхности выбранных для них контрольных объектов. Разница значений яркостной температуры (спутник Landsat-8, двухканальный инфракрасный датчик TIRS — Thermal InfraRed Sensor; длина волны 10,6 мкм) может достигать 3,9–9,6 K, в среднем она составляет 0,9–4,1 K.

Разница характеристик для каждого полигона и соответствующей незагрязнённой области

Объект	Значение	Разность яркостной температуры (длина волны 10,6 мкм, канал 11 TIRS), К		Разность коэффициентов отражения (длина волны 2190 нм, канал 12 MSI)	
		2016 г.	2019 г.	2016 г.	2019 г.
«Кучино	Среднее	4,1	3,31	0,067	0,068
	Максимальное	8,61	9,55	0,09	0,12
«Торбеево»	Среднее	0,063	0,054	0,062	0,056
	Максимальное	0,1	0,11	0,09	0,09
«Тимохово»	Среднее	4,11	3,26	0,098	0,098
	Максимальное	8,19	6,66	0,13	0,14

**Смолина** Алина Владимировна — старший лаборант ИКИ РАН, студентка МФТИ smolina.av@phystech.edu



Изображения полигона ТБО «Торбеево» на поляризации: VH — слева; VV — справа. Отмечена прямая, по которой строился график (для поляризации: VH — голубого цвета; VV — зелёного). Светлое пятно на изображении — место размещения отходов.

Что касается данных в инфракрасном диапазоне (космический аппарат Sentinel-2, мультиспектральный прибор MSI — Multispectral Instrument; длина волны 2190 нм), то разница в коэффициентах отражения может достигать 0.09— 0.14, в среднем же она составляет 0.06—0.1 (см. таблицу). Было замечено, что наибольшая разница между полигонами и контрольными объектами приходится на тёплое время года.

Наблюдения за полигонами в конце зимы—начале весны позволило заметить более раннее начало схода снега с областей, отведённых под размещение отходов, по сравнению с другими областями.

Наблюдения в радиодиапазоне показали, что для изучения полигонов ТБО соосная вертикально-вертикальная поляризация (VV) более предпочтительна, чем перекрёстная вертикально-горизонтальная поляризация (VH), поскольку относительная интенсивность областей с отходами на соосной поляризации выше (см. рисунок).

# INVESTIGATING THE POSSIBILITY OF MONITORING LANDFILLS USING HIGH SPATIAL RESOLUTION SATELLITE DATA

#### A. V. Smolina

Space Research Institute of the RAS (IKI), Moscow, Russia Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT), Dolgoprudny, Russia

To obtain more complete information about the spatial scales and processes occurring at solid waste landfills, satellite images were analyzed using the example of the "Kuchino", "Torbeevo" and "Timokhovo" landfills for 2016 and 2019. Images in the visible range, NIR and SWIR

(Landsat-8, OLI; Sentinel-2A/B, MSI), in Long Wavelength Infrared range (Landsat-8, TIRS) and radar data (Sentinel-1, SAR-C) were studied. The results show a presence of heat fluxes arising from the storage of waste. The study shows the possibility of obtaining additional information about landfill sites using satellite images.

Keywords: disposal sites, monitoring, surface temperature, TIR, radar

Smolina Alina Vladimirovna — senior assistant IKI, student MIPT, smolina.av@phystech.edu

# ЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ В ТРЁХМЕРНЫХ СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ТЕЧЕНИЯХ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ В ПРИБЛИЖЕНИИ БУССИНЕСКА

М. А. Федотова <sup>1</sup>, А. С. Петросян <sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

Развита магнитогидродинамическая теория стратифицированных течений вращающейся плазмы в поле силы тяжести в приближении Буссинеска. Учёт силы Кориолиса произведён в четырёх различных приближениях: приближение стандартной f-плоскости, приближение нестандартной f-плоскости (с учётом горизонтальной компоненты силы Кориолиса), приближение стандартной  $\beta$ -плоскости, приближение нестандартной  $\beta$ -плоскости. Получены дисперсионные уравнения магнитных инерционно-гравитационных волн, магнитострофических волн и волн магнито-Россби. В приближении  $\beta$ -плоскости показана эквивалентность низкочастотной волны магнито-Россби в приближении Буссинеска и в магнитогидродинамическом приближении мелкой воды.

*Ключевые слова*: магнитная гидродинамика, стратификация, вращение, волны в плазме, волны Россби, приближение Буссинеска

В данной работе исследуются волны в устойчиво стратифицированном вращающемся слое плазмы в поле силы тяжести в рамках линеаризованных магнитогидродинамических уравнений в приближении Буссинеска. Учёт стратификации важен при исследовании множества астрофизических объектов и явлений, таких как солнечный тахоклин, устойчиво стратифицированные области в недрах звёзд (излучающая зона) и планет (внешний жидкий слой ядра), астрофизические диски, экзопланеты, осцилляции вращающихся звёзд и Солнца. Кроме того, учёт стратификации позволяет улучшить интерпретацию данных наблюдений крупномасштабных волн Россби на Солнце.

Учёт силы Кориолиса произведён в четырёх различных приближениях: на f-плоскости ( $\vec{f}=(0,0,f_V)$ ), на нестандартной f-плоскости (с учётом горизонтальной компоненты силы Кориолиса:  $\vec{f}=(0,f_H,f_V)$ ), на  $\beta$ -плоскости ( $\vec{f}=(0,0,f_V+\beta y)$ ) и на нестандартной  $\beta$ -плоскости ( $\vec{f}=(0,f_H+\gamma y,f_V+\beta y)$ ).

Полученные дисперсионные соотношения на f-плоскости и на нестандартной f-плоскости разрешимы аналитически в явном виде и описывают два типа волн, динамика которых определяется наличием магнитного поля, стратификации и вращения: трёхмерные магнитные инерционно-гравитационные волны («+» под корнем), которые в отсутствие магнитного поля описывают трёхмерные инерционно-гравитационные волны в нейтральной жидкости, и трёхмерные магнитострофические волны («-» под корнем), не имеющие аналога в динамике нейтральной жидкости. Дисперсионные соотношения для данных типов волн на стандартной f-плоскости имеют вид:

$$\omega_{\mathit{mig}_{3D}, \mathit{mstr}_{3D}} = \pm \left[ \frac{1}{2} \left[ f_V^2 \frac{k_z^2}{k^2} - N^2 \frac{k_h^2}{k^2} + 2(B_0 k)^2 \right] \pm \frac{1}{2k^2} \left[ f_V^4 k_z^4 + 4(B_0 k)^4 f_V^2 \frac{k_z^2}{k^2} - \right]^{1/2} \frac{1}{k^2} \right]^{1/2}.$$

**Федотова** Мария Андреевна — аспирантка, fedotova.maria.04@gmail.com **Петросян** Аракел Саркисович — профессор, д-р физ.-мат. наук

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (МФТИ), Долгопрудный, Московская обл., Россия

Дисперсионное соотношение трёхмерных магнитных инерционно-гравитационных волн, распространяющихся в горизонтальной плоскости, описывает волны Альфвена, а дисперсионное соотношение трёхмерных магнитострофических волн, распространяющихся в горизонтальной плоскости, описывает магнитогравитационные волны.

Дисперсионные соотношения для магнитных инерционно-гравитационных и магнитострофических волн на нестандартной f-плоскости имеют вид:

$$\omega_{\textit{mig}_{3D}',\textit{mstr}_{3D}'} = \pm \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \left[ \frac{(f_H k_y + f_v k_z)^2}{k^2} - N^2 \frac{k_h^2}{k^2} + 2(B_0 k)^2 \right] \pm \\ \pm \frac{1}{2k^2} \left[ (f_H k_y + f_v k_z)^4 + 4(B_0 k)^4 \frac{(f_H k_y + f_v k_z)^2}{k^2} - \frac{1}{2k^2} \left[ (f_H k_y + f_v k_z)^4 + 4(B_0 k)^4 \frac{(f_H k_y + f_v k_z)^2}{k^2} - \frac{1}{2k^2} \right]^{1/2} \right]^{1/2} .$$

Дисперсионное соотношение трёхмерных магнитных инерционно-гравитационных волн, распространяющихся в горизонтальной плоскости, описывает двумерные магнитные инерционно-гравитационные волны, а дисперсионное соотношение трёхмерных магнитострофических волн, распространяющихся в горизонтальной плоскости, описывает двумерные магнитострофические волны. Перехода к другим типам волн в приближении горизонтальных течений, как на f-плоскости, не происходит вследствие учёта горизонтальной составляющей силы Кориолиса.

Дисперсионные соотношения на  $\beta$ -плоскости и на нестандартной  $\beta$ -плоскости неразрешимы аналитически в явном виде. В низкочастотном пределе найдены трёхмерные волны магнито-Россби в приближении стандартной  $\beta$ -плоскости:

$$\omega_{MR_{3D}} \approx \frac{(B_0 k)^2 \left[ k^2 (B_0 k)^2 - N^2 \right]}{\beta k_x \left[ (B_0 k)^2 - N^2 \right]},$$

и нестандартной β-плоскости:

$$\omega_{MR'_{3D}} \approx \frac{(B_0 k)^2 \left[ k^2 (B_0 k)^2 - N^2 k_h^2 \right]}{k_x \left[ (B_0 k)^2 \left[ \beta - \gamma \frac{k_z}{k_y} \right] - \beta N^2 \right]}.$$

В приближении горизонтальных потоков дисперсионные соотношения полученных волн магнито-Россби описывают двумерные волны магнито-Россби, аналогичные полученным в магнитогидродинамической теории мелкой воды.

В рамках данного исследования также развита слабонелинейная теория волн в магнитногидродинамических течениях стратифицированной вращающейся плазмы в приближении Буссинеска, ознакомиться с которой можно в работе (Федотова, Петросян, 2020).

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики «Базис» и Российскими фондом фундаментальных исследований (проект № 19-02-00016).

#### **ЛИТЕРАТУРА**

Федотова М. А., Петросян А. С. Волновые процессы в трехмерных стратифицированных течениях вращающейся плазмы в приближении Буссинеска // Журн. экспериментальной и теоретической физики. 2020. Т. 158. № 2(8). С. 374—394.

Fedotova M.A., Petrosyan A.S. Wave processes in three-dimensional stratified flows of a rotating plasma in the Boussinesq approximation // J. Experimental and Theoretical Physics. 2020. V. 131. No. 2 (In press.).

### WAVES IN THREE-DIMENSIONAL STRATIFIED FLOWS OF A ROTATING PLASMA IN THE BOUSSINESO APPROXIMATION

M. A. Fedotova<sup>1</sup>, A. S. Petrosyan<sup>1,2</sup>

- <sup>1</sup> Space Research Institute of the RAS (IKI), Moscow, Russia
- <sup>2</sup> Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT), Dolgoprudny, Moscow Region, Russia

The magnetohydrodynamic theory of stratified flows of a rotating plasma in the gravity field in the Boussinesq approximation is developed. Coriolis force is taken into account in four different approximations: the traditional f-plane approximation, the non-traditional f-plane approximation (taking into account the horizontal component of the Coriolis force), the traditional  $\beta$ -plane approximation, and the non-traditional  $\beta$ -plane approximation. The dispersion equations of magnetic inertia-gravity waves, magnetostrophic waves and magneto-Rossby waves are obtained. In the  $\beta$ -plane approximation, the equivalence of the low-frequency magneto-Rossby wave in the Boussinesq approximation and in the magnetohydrodynamic shallow water approximation is shown.

*Keywords*: magnetohydrodynamics, stratification, rotation, plasma waves, Rossby waves, Boussinesq approximation

Fedotova Maria Andreevna — PhD student, fedotova.maria.04@gmail.com Petrosyan Arakel Sarkisovich — professor, Doctor of Physical and Mathematical Sciences

# МЕТОДЫ ДИСТАНЦИОННОЙ ОЦЕНКИ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ДРЕВЕСНОГО ПОЛОГА ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВОЙ СИСТЕМЫ MODIS

#### Т. С. Ховратович, С. А. Барталев

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия Центр по проблемам экологии и продуктивности лесов РАН, Москва, Россия

В работе предложены новые методы дистанционной оценки показателей горизонтальной структуры лесов, включая проективное покрытие крон древесного полога леса, лесистость, сомкнутость и относительную полноту. Построены временные ряды данных указанных показателей горизонтальной структуры лесов на территорию России за период с 2001 по 2019 гг.

 $\it Knючевые \, cnoвa: \,$  проективное покрытие крон, сомкнутость, относительная полнота, лесистость, данные MODIS

Проективное покрытие крон, покрытая лесом площадь и полнота древостоя являются показателями горизонтальной структуры древесного полога. Информация о пространственном распределении и динамике данных показателей необходима как в задачах управления лесными ресурсами, так и в научных задачах (Барталев и др., 2016; DeFries et al., 1999; Schepaschenko et al., 2015). Данные о показателях горизонтальной структуры древесного полога могут быть использованы для оценки изменений происходящих в лесах (Achard, Hansen, 2013; Song et al., 2014), а также для получения других характеристик древостоя, таких как запас, возраст или бонитет.

Настоящая работа посвящена построению временного ряда картографических продуктов, характеризующих горизонтальную структуру древесного полога на основе данных прибора MODIS (англ. Moderate-Resolution Imaging Spectroradiometer), полученных в период наличия снежного покрова. Преимущество использования такого рода данных для оценки показателей горизонтальной структуры древесного полога основывается на повышении разделимости лесных и свободных от лесной растительности классов в красном, ближнем инфракрасном каналах в зимний период. Повышение разделимости связано как с уменьшением различий между разными типами подстилающей поверхности, находящимися под снегом, так и с уменьшением различий между разными типами древостоя из-за отсутствия вегетационной изменчивости (Барталев и др., 2016).

В качестве опорной информации были использованы как продукт Tree Cover 2010 (Напѕеп et al., 2013), несущий информацию о проективном покрытии крон деревьев, так и распределение значений полноты на уровне лесничеств, полученное из базы данных Государственного учёта лесов. Основным инструментом обработки данных являлся программный комплекс LAGMA (англ. Locally Adaptive Global Mapping Algorithm), позволяющий производить сбор обучающей выборки и восстановление заданных параметров локально в узлах регулярной сети (Вагtаlev et al., 2014). Локализованная обработка данных позволяет оптимально настроить параметры алгоритма и получить более точные оценки искомых параметров при оценке характеристик на протяжённых территориях.

**Ховратович** Татьяна Сергеевна — младший научный сотрудник, kurat@d902.iki.rssi.ru **Барталев** Сергей Александрович — заведующий лабораторией, главный научный сотрудник, д-р техн. наук, профессор

В ходе исследований разработаны методы ежегодной оценки проективного покрытия крон древесного полога, лесистости и полноты древостоя. Для оценки проективного покрытия крон в качестве входных данных использованы временной ряд радиометрически нормализованных зимних композитных изображений MODIS с 2001 по 2019 г. (Барталев и др., 2016), данные TreeCover 2010 (Hansen et al., 2013), временной ряд ежегодных карт покрытых и непокрытых лесом земель, построенный на основе карт растительности России (Барталев и др., 2016). Блок-схема метода оценки проективного покрытия крон представлена на рис. 1.

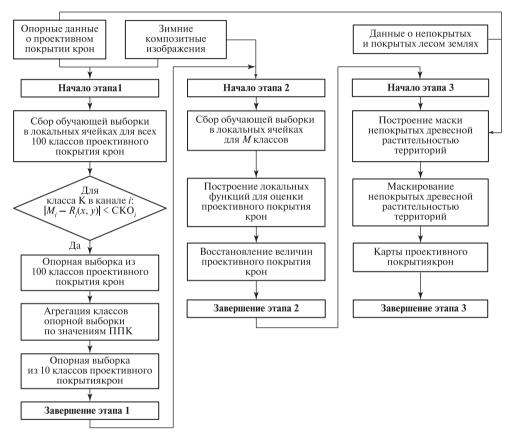


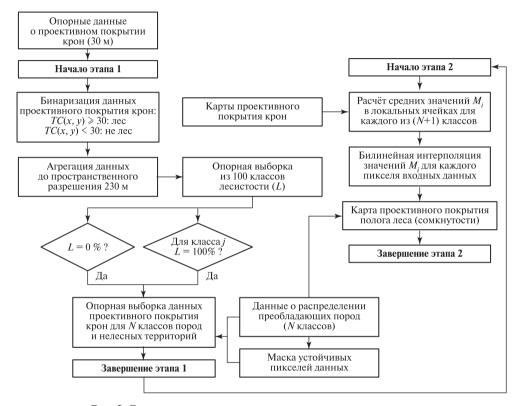
Рис. 1. Блок-схема оценки проективного покрытия крон по данным дистанционного зондирования Земли

Метод оценки лесистости и сомкнутости леса основан на их связи с проективным покрытием крон, задаваемой уравнением:

$$TC_p = TC_f L + TC_b (1 - L),$$

где  $TC_p$  — проективное покрытие крон;  $TC_f$  — сомкнутость крон (проективное покрытие полога леса);  $TC_b$  — среднее проективное покрытие крон территорий свободных от леса. При точных измерениях проективного покрытия крон величина  $TC_b$  стремится к 0, но так как исходные данные для обучения Tree Cover 2010 предположительно имеют существенные погрешности при низких значениях проективного покрытия крон (Heiskanen, 2008; Montesano et al., 2009; Song et al., 2011), было принято решение включить данную переменную в уравне-

ние связи. На первом шаге по данным проективного покрытия крон происходит оценивание сомкнутости крон и среднего проективного покрытия крон территорий свободных от леса, а затем, на втором шаге, с помощью указанного уравнения связи вычисляется соответствующая им лесистость. В качестве входных данных на первом шаге используются временной ряд карт проективного покрытия крон деревьев с 2001 по 2019 г., данные Tree Cover 2010 (Hansen et al., 2013), временной ряд ежегодных карт преобладающих пород (Жарко, Барталев, 2014). Блокскема оценки сомкнутости леса (проективного покрытия леса) и среднего проективного покрытия крон территорий свободных от леса представлена на рис. 2.



**Рис. 2.** Блок-схема оценки сомкнутости полога леса и среднего проективного покрытия крон территорий, свободных от леса

Входными данными для оценки лесистости служат временные ряды данных проективного покрытия крон, проективного покрытия полога леса, данных о покрытых и непокрытых лесом землях, данных о проективном покрытии крон непокрытых лесом земель с 2001 по 2019 г. Блок-схема оценки покрытой лесом площади представлена на рис. 3 (см. с. 152).

Метод дистанционной оценки относительной полноты основывается на предположении, что с ростом сомкнутости насаждения относительная полнота не убывает. В качестве входных данных используются временные ряды карт сомкнутости леса (проективного покрытия полога леса), данные государственного учёта лесного фонда (ГУЛФ) о распределении значений полноты леса в разрезе лесничеств, временной ряд ежегодных карт преобладающих пород, маска с границами лесничеств и границами лесного фонда. Оценка полноты лесов выполняется согласно логической схеме, приведённой на рис. 4 (см. с. 152).

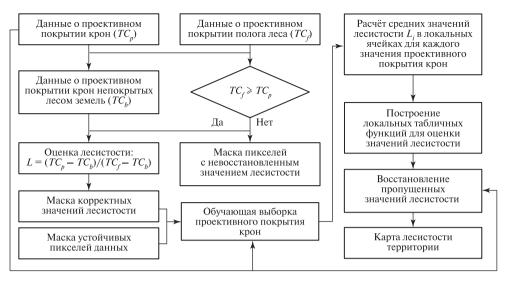


Рис. 3. Блок-схема оценки лесистости

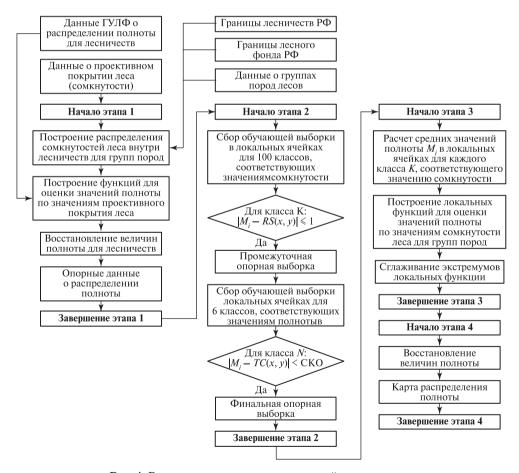


Рис. 4. Блок-схема оценки относительной полноты леса

С помощью разработанных методов получены временные ряды картографических продуктов с 2001 по 2019 г. Пример построенной карты проективного покрытия крон за 2010 г. приведён на рис. 5.



**Рис. 5.** Пример карты проективного покрытия крон по данным MODIS, 2010 г.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 19-77-30015) с использованием инфраструктуры хранения и обработки спутниковых данных Центра коллективного пользования «ИКИ-Мониторинг» (Лупян и др., 2019). Подготовка информации о полноте лесов в разрезе лесничеств проведена в рамках темы государственного задания ЦЭПЛ РАН № АААА-A18-118052400130-7.

#### ЛИТЕРАТУРА

Барталев С. А., Егоров В. А., Жарко В. О., Лупян Е. А., Плотников Д. Е., Хвостиков С. А., Шабанов Н. В. Спутниковое картографирование растительного покрова России. М.: ИКИ РАН, 2016. 208 с.

Жарко В. О., Барталев С. А. Оценка распознаваемости древесных пород леса на основе спутниковых данных о сезонных изменениях их спектрально-отражательных характеристик // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2014. Т. 11. № 3. С. 159—170.

Лупян Е.А., Прошин А.А., Бурцев М.А., Кашницкий А.В., Балашов И.В., С.А., Константинова А.М., Кобец Д.А., Мазуров А.А., Марченков В.В., Матвеев А.М., Радченко М.В., Сычугов И.Г., Толпин В.А., Уваров И.А. Опыт эксплуатации и развития центра коллективного пользования системами архивации, обработки и анализа спутниковых данных (ЦКП «ИКИ-Мониторинг») // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2019. Т. 16. № 3. С. 151—170.

*Achard F., Hansen M.* Global Forest Monitoring from Earth Observation. 1<sup>st</sup> ed. Boca Raton: CRC Press, 2013. 354 p.

- Bartalev S., Egorov V., Loupian E., Khvostikov S. A new locally-adaptive classification method LAGMA for large-scale land cover mapping using remote-sensing data // Remote Sensing Letters. 2014. V. 5. Iss. 1. P. 55–64.
- DeFries R., Townshend J., Hansen M. Continuous fields of vegetation characteristics at the global scale at 1km resolution // J. Geophysical Research. 1999. V. 104. Iss. D14. P. 16911–16923.
- Hansen M., Potapov P., Moore R., Hancher M., Turubanova S., Tyukavina A., Thau D., Stehman S., Goetz S., Loveland T., Kommareddy A., Egorov A., Chini L., Justice C., Townshend J. High-Resolution Global Maps of 21st-Century Forest Cover Change // Science. 2013. V. 342. Iss. 6160. P. 850–853.
- *Heiskanen J.* Evaluation of Global Land Cover data sets of the tundra-taiga transition zone in northernmost Finland // Intern. J. Remote Sensing. 2008. V. 29. Iss. 13. P. 3727–3751.
- Montesano P., Nelson R., Sun G., Margolis H., Kerber A., Ranson K. MODIS Tree Cover Validation for the circumpolar taiga tundra transition zone // Remote Sensing of Environment. 2009. V. 113. Iss. 10. P. 2130–2141.
- Schepaschenko D., Shvidenko A., Lesiv M., Ontikov P., Shchepashchenko M., Kraxner F. Evaluation of forest area and its dynamics in Russia based on synthesis of remote sensing products // Contemporary Problems of Ecology. 2015. V. 8. Iss. 7. P. 811–817.
- Song X., Huang C., Sexton J., Feng M., Narasimhan R., Channan S., Townshend J. An assessment of global forest cover maps using regional higher-resolution reference datasets // Proc. IEEE Intern. Geoscience and Remote Sensing Symp. 2011. P. 752–755.
- Song X., Huang C., Sexton J., Channan S., Townshen J. Annual Detection of Forest Cover Loss Using Time Series Satellite Measurements of Percent Tree Cover // Remote Sensing. 2014. V. 6. Iss. 9. P. 8878–8903.

## METHODS FOR REMOTE ASSESSMENT OF INDICATORS OF THE HORIZONTAL STRUCTURE OF THE TREE CANOPY ACCORDING TO THE MODIS SATELLITE SYSTEM

#### T. S. Khovratovich, S. A. Bartalev

Space Research Institute of the Russian Academy of Science (IKI), Moscow, Russian Federarion Centre for Forest Ecology and Productivity of the Russian Academy of Science (CEPL) Moscow, Russian Federarion

The paper proposes new methods for remote assessment of horizontal forest structure, including the tree cover, forest cover, closeness and relative stock. As the result of MODIS data processing time series of data for mentioned horizontal forest structure indicators were derived on the territory of Russia for the period from 2001 to 2019.

Keywords: tree cover, tree closure, relative density, forest cover, MODIS data

**Khovratovich** Tatiana Sergeevna — junior scientist, kurat@d902.iki.rssi.ru **Bartalev** Sergey Aleksandrovich — head of laboratory, chief researcher, PhD, professor

### ИССЛЕДОВАНИЕ ВАРИАЦИЙ ПАРАМЕТРОВ В КРУПНОМАСШТАБНЫХ ЯВЛЕНИЯХ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

А. А. Хохлачев, И. Г. Лодкина, М. О. Рязанцева, Ю. И. Ермолаев

Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

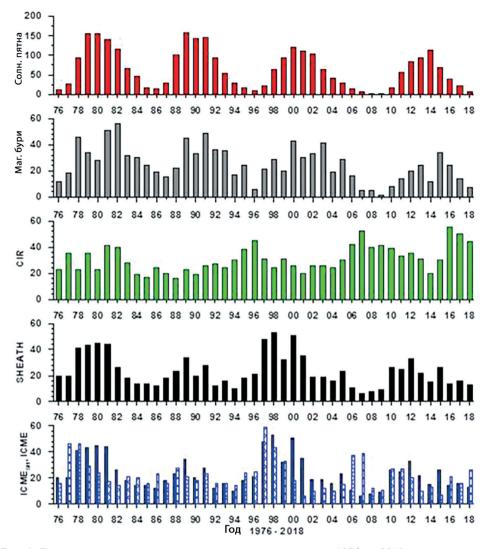
Приведены результаты статистического анализа свойств крупномасштабных явлений солнечного ветра на основе базы данных OMNI2 и каталога крупномасштабных явлений солнечного ветра Института космических исследований РАН. Показано, что 24-й цикл солнечной активности слабее предыдущих трёх: в частности, в нём ряд параметров принимает более низкие значения. Кроме того, рассмотрены мелкомасштабные вариации протонов и дважды ионизированных ионов гелия в солнечном ветре в различных крупномасштабных типах течений на основе данных приборов БМСВ (спутник «Спектр-Р») и приборов SWE, 3DP (спутник Wind). Показано, что максимальный уровень корреляции наблюдается в сжатой плазме перед магнитными облаками, а минимальный — в медленных потоках и гелиосферном токовом слое.

Ключевые слова: солнечный ветер, межпланетная плазма

Солнечный ветер (СВ) — постоянно расширяющаяся в межпланетное пространство плазма солнечной короны. Неоднородность и нестационарность солнечной короны влечёт за собой формирование крупномасштабных структур солнечного ветра, параметры плазмы в которых могут значительно различаться. Солнечный ветер в своём составе имеет около 4% дважды ионизированных ионов гелия. Границы между крупномасштабными потоками солнечного ветра часто сопровождаются резкими изменениями параметров СВ, в том числе относительного содержания гелия. В целом, исследования свойств крупномасштабных явлений позволяют понять физические процессы в межпланетной среде и атмосфере Солнца и также важны для изучения и прогнозирования космической погоды.

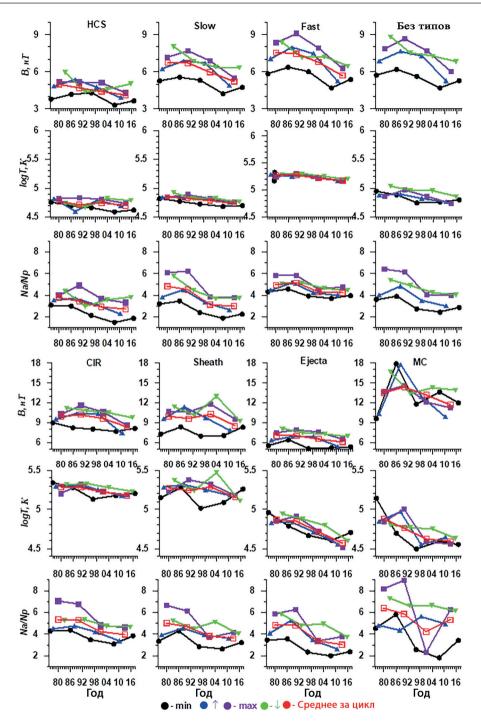
Различают шесть основных крупномасштабных типов CB — три квазистационарных явления: HCS (Heliospheric Current Sheet) — гелиосферный токовый слой между противоположно направленными линиями магнитного поля, SLOW — медленные течения из корональных стримеров, FAST — быстрые течения из корональных дыр, а также пять возмущённых типов: межпланетные выбросы корональной массы — магнитные облака (MC, англ. Magnetic cloud) и «поршни» (Ejecta); два вида сжатой плазмы: CIR (corotating interaction region) — в области взаимодействия разноскоростных квазистационарных потоков и Sheath — перед передним фронтом поршня; RARE — разреженная плазма в области взаимодействия разноскоростных потоков.

Статистический анализ свойств крупномасштабных типов СВ показывает, что количество идентифицированных возмущённых типов в 24-м цикле солнечной активности меньше, чем в предыдущих трёх (рис. 1).



**Рис. 1.** Ежегодное количество в солнечном ветре за период с 1976 по 2018 г.: a — солнечных пятен;  $\delta$  — магнитных бурь и различных типов крупномасштабных явлений:  $\epsilon$  — событий CIR,  $\epsilon$  — событий Sheath,  $\delta$  — событий ICME с предшествующими событиями Sheath и без них

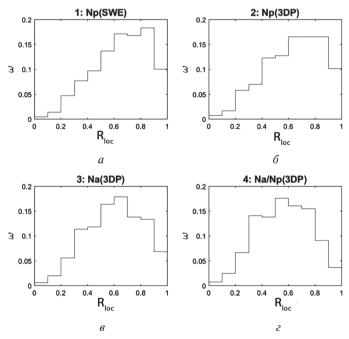
Для определения уровня солнечной активности часто применяют усреднённое за год число Вольфа. Оно линейно зависит от количества солнечных пятен, что позволяет на основе гистограммы выделить границы циклов солнечной активности, а также фазы минимума, возрастания, максимума и убывания. На основе графиков поведения средних параметров плазмы и межпланетного магнитного поля в разных крупномасштабных типах солнечного ветра (рис. 2) можно выделить, что у ряда параметров: температуры T, модуля межпланетного магнитного поля B, относительного содержания гелия  $N_a/N_p$ , теплового NkT и кинетического давления  $mNV^2$  наблюдается понижение значений в последнем цикле на большинстве графиков в различных фазах и типах явлений. Это говорит о том, что 24-й цикл солнечной активности слабее предыдущих трёх.



**Рис. 2.** Поведение средних значений параметров солнечного ветра: модуля межпланетного магнитного поля B, логарифма температуры T и относительного содержания гелия  $N_a/N_p$  — в 21—24-м солнечных циклах (красный цвет), в четырёх фазах циклов (чёрный — минимум, синий — возрастание, фиолетовый — максимум, зелёный — убывание) в различных типах течений солнечного ветра, а также без разделения на типы

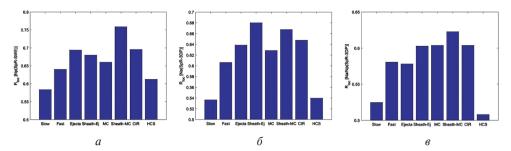
Для исследования характеристик мелкомасштабных вариаций протонов и гелия, а также поиска локальных неоднородностей на основе этих параметров проводился корреляционный анализ соответствующих плотностей, а также относительного содержания гелия на двух разнесённых на значительном расстоянии в пространстве космических аппаратах (КА): «Спектр-Р» (спектрометр БМСВ — быстрый монитор солнечного ветра) и Wind (спектрометры SWE — Solar Wind Experiment и 3DP). Анализировался 41 интервал одновременных измерений на обоих КА с отчётливой гелиевой компонентой. Корреляционный анализ проводился для четырёх пар измерений: плотности протонов по показаниям приборов БМСВ и SWE и плотности протонов, гелия и относительному содержанию гелия по приборам БМСВ и 3DP. Для каждой пары был посчитан коэффициент крупномасштабной корреляции R в целом на интервале, а также локальной корреляции  $R_{loc}$  для подынтервалов часовой длительности, на которые делился интервал большой длительности. Корреляция считается высокой, если R > 0.7, и низкой, если R < 0.6.

Низкая крупномасштабная корреляция встречается в 18 % случаев. Одна из причин этого в том, что некоторые крупные и средние структуры регистрируются одним космическим аппаратом и проходят мимо второго. Тем не менее, стоит отметить, что наблюдается широкий разброс значений локальной корреляции, и на интервалах с высоким уровнем крупномасштабной корреляции R, в частности, довольно часто встречаются области с низким уровнем локальной корреляции  $R_{loc}$  (рис. 3). Другими словами, не всегда уровень крупномасштабной корреляции определяет уровень локальной. Одной из причин такой ситуации могут быть локальные неоднородности в плазме.



**Рис. 3.** Гистограммы распределений коэффициентов локальной корреляции  $R_{loc}$  на интервалах с крупномасштабной корреляцией R>0,7 для четырёх случаев: a — по плотности протонов приборов БМСВ и SWE;  $\delta$  — по плотности протонов приборов БМСВ и 3DP;  $\epsilon$  — по плотности гелия приборов БМСВ и 3DP;  $\epsilon$  — по относительному содержанию гелия приборов БМСВ и 3DP

Локальная корреляция может быть весьма различной в зависимости от типа крупномасштабной структуры (рис. 4). Она принимает наименьшие значения в медленных потоках и в гелиосферном токовом слое для всех рассмотренных параметров. Наибольшие значения наблюдаются в сжатой плазме перед магнитными облаками.



**Рис. 4.** Гистограммы медианных значений локальных корреляций по плотности протонов (a), по плотности гелия (b) и по относительному содержанию гелия (b) в разных типах крупномасштабных явлений

Статистический анализ свойств крупномасштабных явлений солнечного ветра показал следующее:

- 1. Число наблюдаемых возмущенных типов течений солнечного ветра меньше в 24-м цикле солнечной активности по сравнению с тремя предыдущими.
- 2. Ряд параметров плазмы и межпланетного магнитного поля при сравнении соответствующих фаз и циклов солнечной активности в целом имеет более низкие средние значения в 24-м цикле в большинстве типов крупномасштабных явлений.

На основе этих результатов можно однозначно утверждать, что 24-й цикл солнечной активности является самым слабым из последних четырех циклов.

Результаты корреляционного анализа и последующего статистического анализа уровня корреляции параметров протонов и гелия на двух разнесённых в пространстве КА позволяют выделить следующие особенности мелкомасштабных вариаций характеристик плазмы:

- 1. Даже при хорошей крупномасштабной корреляции R > 0,7 можно наблюдать провалы локальной корреляции рассматриваемого параметра (около 15% случаев). Это может быть объяснено тем, что один из космических аппаратов регистрирует локальные неоднородности плазмы, тогда как другой не регистрирует.
- 2. Уровень локальной корреляции в значительной степени зависит от типа крупномасштабного течения солнечного ветра: самые низкие медианные значения наблюдаются в медленных течениях и гелиосферном токовом слое, тогда как наибольшие значения характерны для потоков сжатой плазмы перед магнитными облаками.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00177а).

#### ЛИТЕРАТУРА

*Ермолаев Ю. И.*, *Николаева Н. С.*, *Лодкина И. Г.*, *Ермолаев М. Ю*. Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976-2000 гг. // Космич. исслед. 2009. Т. 47. № 2. С. 99-113.

*Застенкер Г. Н., Колоскова И. В., Рязанцева М. О.* и др. Наблюдение быстрых вариаций содержания ионов гелия в солнечном ветре // Космич. исслед. 2014. Т. 52. № 1. С. 27-38.

Застенкер Г. Н., Шафранкова Я., Немечек З. и др. Быстрые измерения параметров солнечного ветра с помощью прибора БМСВ // Космич. исслед. 2013. Т. 51. № 2. С. 88—99.

#### VARIATIONS OF PARAMETERS IN DIFFERENT LARGE SCALE SOLAR WIND PHENOMENA

A. A. Khokhlachev, I. G. Lodkina, M. O. Riazantseva, Y. I. Yermolaev

Space Research Institute of the RAS (IKI), Moscow, Russia

The results of a statistical analysis of the properties of large-scale solar wind phenomena are presented on the basis of the OMNI2 database and the catalog of large-scale solar wind phenomena of the IKI RAS. It is shown that the 24<sup>th</sup> cycle of solar activity is weaker than the previous three: in particular, in it a number of parameters (including the relative abundance of helium) take lower values. In addition, small-scale variations of protons and doubly ionized helium ions in the solar wind in various large-scale flow types are considered on the basis of data from BMSV instruments (SPEKTR-R satellite) and SWE, 3DP instruments (WIND satellite). It is shown that the maximum level of correlation is observed in the compressed plasma in front of magnetic clouds, and the minimum - in slow flows and the heliospheric current sheet.

Keywords: solar wind, interplanetary plasma

Khokhlachev Alexander Andreevich — student, aleks.xaa@yandex.ru Lodkina Irina Grigorevna — lead programmer Riazantseva Maria Olegovna — senior researcher, PhD Yermolaev Yuri Ivanovich — leading researcher, grand PhD

### СРАВНЕНИЕ МОРФОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОЗЁР ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ВОДНЫХ ИНДЕКСОВ

#### В. Ю. Шмакова

Институт озероведения Российской академии наук — обособленное подразделение Санкт-Петербургского Федерального исследовательского центра Российской академии наук (ИНОЗ РАН – СПбФИЦ РАН), Санкт-Петербург, Россия

Данные дистанционного зондирования позволяют получить информацию о пространственно-временных параметрах поверхности Земли, в том числе и о водных объектах. Основная задача работы состоит в отделении водной поверхности на спутниковых снимках и анализе точности полученных результатов. В рамках настоящей работы была составлена программа для расчёта водных индексов на основе платформы Google Earth Engine для коллекции спутниковых снимков Sentinel-2, Landsat-8 и MODIS. В результате анализа полученных изображений были выявлены различия между водными масками, рассчитанными для разных водных индексов на основе снимков с различных спутников.

*Ключевые слова:* дистанционное зондирование, спутники, спутниковые снимки, водная маска, водные индексы, водные объекты, Sentinel, Landsat, MODIS, NDWI, MNDWI

#### **ВВЕДЕНИЕ**

С помощью данных дистанционного зондирования земной поверхности можно получить информацию о водных объектах. В настоящей работе параметры водных объектов были получены с помощью наложения водной маски, т.е. каждый пиксель идентифицируется как вода или суша.

Для дешифрирования спутниковых изображений с целью получения водной поверхности были выбраны оз. Белое в Вологодской области и система Больших Крутинских озёр (Ик, Тенис и Салтаим) в Омской области.

С климатической точки зрения Вологодская область отличается большим количеством осадков (500—650 мм/год). Испаряемость в этом районе значительно меньше осадков, за счёт чего на данной территории много рек, озёр и болот. Озеро Белое является довольно мелководным (средняя глубина составляет 5—6 м), вокруг него наблюдается болотистая местность (https://water-rf.ru/, https://vologda-oblast.ru/o\_regione/). Переувлажнённость почв вызывает трудности при определении нормализованного и модифицированного разностных водных индексов (NDWI и MNDWI).

В районе системы Больших Крутинских озёр в Омской области климат континентальный со средним количеством осадков 306—529 мм/год и испарением 420—685 мм/год, при этом озёра находятся примерно на 100 м над уровнем моря (https://water-rf.ru/, http://www.omskportal.ru/klimat). С климатической и геоморфологической точек зрения район Больших Крутинских озёр удобен для тестирования программы на выделение водной поверхности.

Дешифрирование снимков проводилось на основе сервиса Google Earth Engine (GEE). В её каталогах содержится большое количество доступных данных дистанционного зондирования Земли, что позволяет использовать их для различных исследований. Так, например, на основе платформы Google Earth Engine были выполнены следующие работы: классификация культур Каршинской степи (Gafurov et al., 2018), прогноз эрозии почв с использованием универсального уравнения потерь почв (Papaiordanidis et al., 2019), оценка динамики поверхностных вод внутренних водных объектов Индии (Gujrati, Jha, 2018),

геоинформационный анализ климатических характеристик (Рыкин, Паниди, 2019), разработка методики для перевода лесных земель в покрытые лесом земли дистанционными методами (Карпов и др., 2018).

Google Earth Engine — это облачная платформа для анализа и визуализации наборов геопространственных данных. Выбор данного облачного сервиса связан с рядом причин: лёгкость распространения полученных данных, вычисления на серверах Google, доступность для многих спутников уже обработанных климатических, топографических, социально-экономических и многих других данных, представленных в виде коллекций снимков.

GEE API предоставляет библиотеку функций, которые можно применять к данным для их отображения и анализа. Общедоступный каталог данных GEE содержит большое количество доступных изображений и векторных наборов данных.

Облачная платформа GEE состоит из следующих компонентов:

- 1. *Редактор кода* это интерактивная среда разработки для написания и запуска сценариев обработки данных (веб-среда IDE для API JavaScript Earth Engine).
- 2. Explorer это простое веб-приложение для изучения каталога данных и проведения простого анализа (веб-интерфейс к API Earth Engine). Набор геопространственных данных представляет собой каталог данных дистанционного зондирования Земли, включающих снимки со многих спутников в разных диапазонах длин волн. Снимки, входящие в эти каталоги, уже прошли предварительную коррекцию и готовы к дальнейшему анализу в рамках конкретной задачи.
- 3. *Клиентские библиотеки* предоставляют оболочки Python и JavaScript для веб-API. Python API Earth Engine облегчает взаимодействие с серверами Earth Engine с использованием языка программирования Python.

Различия между API-интерфейсом Earth Engine Python и JavaScript невелики, в основном они связаны с отличиями в определении функций и переменных, использованием заглавных букв логических операторов и специфических для языка характеристик объектов на стороне пользователя.

Python API предоставляет программный и гибкий интерфейс для Earth Engine. Это позволяет автоматизировать задачи пакетной обработки, передавать обработанные данные Earth Engine в пакеты Python для последующей обработки и использовать возможности командной строки.

#### МЕТОДИКА РАСЧЁТА ВОДНЫХ ИНДЕКСОВ

Водная поверхность имеет максимальный коэффициент отражения в сине-зелёной области спектра и минимальный в инфракрасной (ИК), что следует из кривой отражательной способности земной поверхности (рис. 1). Исходя из этого рассчитывается нормализованный (NDWI — Normalized Difference Water Index) или модифицированный разностный (MNDWI — Modified Normalized Difference Water Index) водный индекс. Такие индексы вычисляются на основе спектрального коэффициента отражения р полос зелёного и ближнего инфракрасного или коротковолнового ИК-излучения на длинах волн 1,55—1,75 и 2,08—2,35 мкм (Thissen, 2019). Уравнения водных индексов выглядят следующим образом:

$$NDWI = \frac{\rho_{green} - \rho_{NIR}}{\rho_{green} + \rho_{NIR}},$$
(1)

$$MNDWI = \frac{\rho_{green} - \rho_{SWIR}}{\rho_{green} + \rho_{SWIR}},$$
(2)

где  $\rho_{green}$  — спектральный коэффициент отражения в зелёной области спектра;  $\rho_{NIR}$  — спектральный коэффициент отражения в ближнем ИК-диапазоне;  $\rho_{SWIR}$  — спектральный коэффициент отражения в коротковолновом ИК-диапазоне на длинах волн 1,55—1,75 мкм.

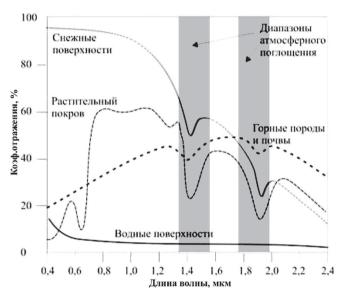


Рис. 1. Кривая отражательной способности земной поверхности, включая воду (Токарева, 2010)

#### ОПИСАНИЕ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ

В работе использовались коллекции снимков со спутников Sentinel-2, Landsat-8 и сенсора MODIS (англ. Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer). Рассмотрим их более подробно.

Sentinel-2 — это семейство спутников дистанционного зондирования Земли Европейского космического агентства, созданное в рамках программы Сорегпісия, целью которой является глобальный мониторинг окружающей среды. Первый спутник Sentinel-2A был запущен в июне 2015 г., второй, Sentinel-2B — в марте 2017 г. Спутники Sentinel-2A и Sentinel-2B представляют собой два полярно-орбитальных спутника, расположенных на одной солнечносинхронной орбите под углом 180° друг к другу. Мультиспектральный прибор (MSI — Multispectral Imaging), расположенный на борту спутников Sentinel-2, принимает отражённое излучение Земли в 13 спектральных диапазонах. Таким образом, спутники Sentinel-2 обеспечивают непрерывность снимков поверхности Земли высокого разрешения в мультиспектральном диапазоне. С учётом комбинации разных каналов съёмки можно определить тот или иной тип поверхности Земли или атмосферы. Разрешающая способность спутников Sentinel-2 меняется от 20 до 60 м в зависимости от канала (https://sentinels.copernicus.eu/web/sentinel/missions/sentinel-2).

Сенсор MODIS является одним из приборов спектрального оборудования дистанционного зондирования Земли на спутниках Тегга, запущенном NASA (англ. National Aeronautics and Space Administration) в 1999 г., и Aqua, запущенном NASA в 2002 г., для наблюдений за окружающей средой и климатом. Прибор MODIS имеет 36 спектральных каналов в видимом, ближнем, среднем и тепловом ИК-диапазонах. Непрерывный режим работы и широкая полоса съёмки (2330 км) позволяют ежедневно получать данные с любой территории в пределах видимости станции. Данные дистанционного зондирования MODIS, в отличие от данных спутника Sentinel-2, поступают в GEE уже частично обработанными и хранятся на сайте проекта Earth Explorer (http://earthexplorer. usgs.gov/). В плане пространственного разрешения спектральное оборудование MODIS спутника Тегга проигрывает Sentinel-2 и составляет: 250 м (для каналов 1–2), 500 м (для каналов 3–7), 1000 м (для каналов 8–36) (https://modis.gsfc. nasa.gov/tools/).

Проект Геологической службы США (USGS) и NASA Landsat создан с целью глобальных исследований поверхности Земли для применения их в задачах геологии, экологии, сельского хозяйства, климатологии и многих других. Первый спутник программы Landsat был запущен в июле 1972 г. Последний на данный момент спутник Landsat-8 был введён в феврале 2013 г. Он вращается вокруг Земли по солнечно-синхронной околополярной орбите на высоте 705 км, наклонённой под углом 98,2°. Landsat-8 имеет 9 каналов и позволяет получать изображения в видимом, ближнем и дальнем ИК-диапазонах с разрешением снимков от 15 до 100 м на точку (https://www.usgs.gov/land-resources/nli/landsat/landsat-8?qt-science\_support\_page\_related\_con=0#qt-science support page related con).

#### АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ДЕШИФРИРОВАНИЯ

Расчёт водных индексов для коллекции спутниковых снимков Sentinel-2 в районе оз. Белого за период 01.01–01.02.2019 проводился с использованием каналов В3, В11 (для NDWI) и В12 (для MNDWI) (рис. 2—3, см. с. 165).

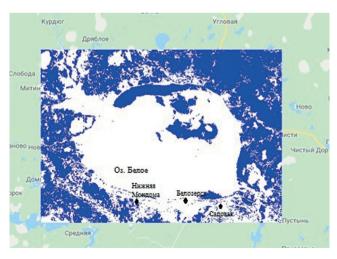


Рис. 2. Результат выполнения программы — вычисление индекса NDWI (вода — белые пиксели) с помощью программы в сервисе GEE и коллекций спутника Sentinel-2 (каналы В3 и В11) в районе оз. Белого за период 01.01–01.02.2019

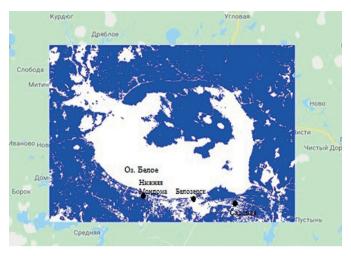
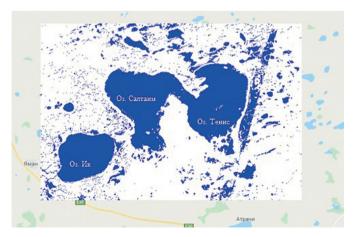


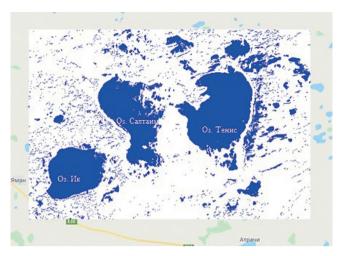
Рис. 3. Результат выполнения программы — вычисление индекса MNDWI (вода — белые пиксели) с помощью программы в сервисе GEE и коллекций спутника Sentinel-2 (каналы B3 и B12) в районе оз. Белого за период 01.01—01.02.2019

При сравнении рис. 2—3 видно, что при исследовании снимка в коротковолновом ИК-диапазоне «водных» пикселей меньше, чем для ближнего ИК-диапазона при одинаковом битовом пороге определения воды, что связано с формой зависимости коэффициента отражения воды от длины волны.

По рис. 2 видно, что район вблизи пос. Нижняя Мондома, Белозерск и Садовая затоплен, однако это не так. Для некоторых почв и минералов в ближней части ИК-спектра наблюдаются небольшие минимумы коэффициента отражения вблизи длины волны 1,4 и 1,9 мкм, связанные с поглощением жидкой водой (Алтынов и др., 2010). Таким образом, можно предположить, что в этом районе сильно увлажнённая, болотистая почва. Для более точных отличий влажных почв от воды следует применять модифицированный разностный водный индекс MNDWI (см. рис. 3).



**Рис. 4.** Результат выполнения программы — вычисление индекса NDWI (вода — белые пиксели) с помощью программы в сервисе GEE и коллекций спутника Sentinel-2 (каналы B3 и B11) в районе системы Больших Крутинских озёр за период 01.01—01.02.2019



**Рис. 5.** Результат выполнения программы — вычисление индекса MNDWI (вода — белые пиксели) с помощью программы в сервисе GEE и коллекций спутника Sentinel-2 (каналы B3 и B12) в районе системы Больших Крутинских озёр за период 01.01—01.02.2019

Для более корректного тестирования расчёта водной поверхности на основе водных индексов был выбран более засушливый регион — система Больших Крутинских озёр (рис. 4–5, см. с. 165).

Как видно на рис. 4—5, в Крутинском районе Омской области границы озёрной системы обозначены более чётко, поскольку в этом районе намного меньше влажных почв и болот. В этом случае, как и с районом оз. Белого, наблюдаются различия между водной маской, рассчитанной в ближнем и ИК-коротковолновом диапазонах длин волн. Для системы Больших Крутинских озёр, так же как и для многих озёр Западной Сибири, характерно чередование маловодных и многоводных периодов с периодичностью порядка тридцати лет, при этом в многоводный период система озёр соединяется. Последний многоводный период для озёр закончился в начале 1990-х гг. и в настоящее время наблюдается маловодный период. На рис. 4 видно, что озёра Ик и Салтаим не соединены, «перемычка» есть только между озёрами Салтаим и Тенис. При этом из рис. 5 следует, что характер «перемычки» между последними основан на отражательной способности влажных почв.

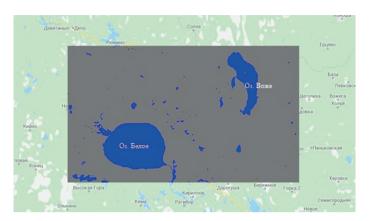
Расчёт для выделения водной маски в районе озёр Белого и Воже в Вологодской области со снимков дистанционного зондирования Земли сенсора MODIS проводился за период 01.01.2001—01.01.2002 (рис. 6, см. с. 167).

Обработанные данные водной маски снимков дистанционного зондирования MODIS доступны только с 2000 по 2015 г. и хорошо подходят для просмотра изменения водной поверхности за долгопериодный отрезок наблюдений (порядка года).

Существует ряд наборов каналов сенсора MODIS, которые обрабатывает NASA, в частности: MxD11A1, MxD11A2, MxD11B1, MxD11C1, MxD11C2, MxD11C3 — температура/излучение поверхности; MxD14A1, MxD14A2 — термические аномалии, пожары; MCD45A1 — выгоревшие области; MOD44W — водная маска и т.д.

В наборе данных MOD44W V6 существует два канала: water\_mask и water\_mask\_QA. Данные каналы отличаются битовой маской. Так, для битовой маски water\_mask всего один бит со значениями 0 (земля) и 1 (вода). Битовая маска water\_mask\_QA значительно богаче и включает в себя биты, отвечающие

за качество полученного изображения. Стоит отметить, что битовая маска water\_mask\_QA для набора данных MOD44W V5 показывает подземную воду, а для MCD64A1 — сожжённые участки земли.

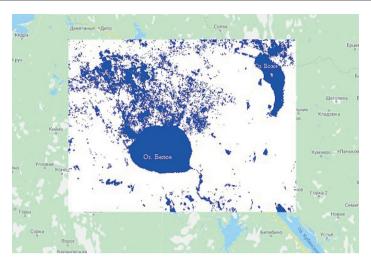


**Рис. 6.** Результат выполнения программы для выделения водной маски (голубые пиксели) в районе озёр Белого и Воже в Вологодской области со снимков дистанционного зондирования Земли MODIS за период 01.01.2001—01.01.2002

Таким образом, основным достоинством коллекций снимков, доступных в сервисе GGE, со спектрорадиометра MODIS по сравнению со спутниками Sentinel-2 становится то, что они уже предварительно подвергаются атмосферной коррекции. Однако имеют меньшее разрешение по сравнению с Sentinel-2 и большее «временное окно», которое для некоторой комбинации каналов достигает года.

В данной работе также были использованы снимки дистанционного зондирования со спутника Landsat-8 в области озёр Белого и Воже в Вологодской области за период 01.09.2018-01.05.2019. Согласно стандарту (СТО ГГИ 52.08.40-2017) существует определённая комбинация каналов, применение которой позволяет отличить водную поверхность от суши. Для Landsat-8 такой комбинацией является (В5, В6, В4). Однако с точки зрения расчётов модифицированного и нормализованного водного индекса по формулам (1)-(2) данное сочетание будет не всегда применимо, так как диапазон канала В4 отвечает за коэффициент отражения в красной области спектра и будет «захватывать» отражение от растительности. Поэтому для идентификации воды и суши были выбраны каналы В3, В5, В6. Так же, как и в случае со спутником Sentinel-2, канал B5 спутника Landsat-8 принимает за воду влажную почву, что осложняет его использование в болотистых районах типа Вологодской области. В связи с этим расчёт «водных» пикселей был сделан на основе формулы (2) и соответственно канала В6 — коротковолной ИК-области спектра. Результат работы программы по расчёту модифицированного нормализованного водного индекса в районе озёр Белого и Воже представлен на рис. 7.

При сравнении обработанных снимков с рассчитанными MNDWI по формуле (2) со спутников Sentinel-2 (см. рис. 3) и Landsat-8 (см. рис. 7) видно, что более чёткое разграничение суши и воды отмечается во втором случае. Это связано с тем, что коллекция снимков Landsat-8 взята за более длительный промежуток времени и спектральные диапазоны зелёной и коротковолновой ИК-частей спектра не совпадают по значениям с аналогичными каналами Sentinel-2.



**Рис. 7.** Результат расчёта индекса MNDWI (вода — синие пиксели) для спутниковых снимков Landsat-8 в области озёр Белого и Воже в Вологодской области за период 01.09.2018—01.05.2019

#### **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В результате анализа полученных изображений были выявлены различия между водными масками, рассчитанными для разных водных индексов, на основе изображений как с одного спутника, так и с нескольких. На основе анализа почв и климатических особенностей районов был сделан вывод, что поскольку в Омской области намного меньше влажных почв и болот, то границы озёрной системы в этом районе обозначены более чётко. В районе озера Белого, наоборот, прослеживается сильно увлажнённая, болотистая почва, поэтому для лучшего разграничения влажных почв от воды следует применять модифицированный разностный водный индекс MNDWI.

Также было отмечено, что на выбранных тестовых полигонах более чёткое разграничение суши и воды наблюдается для спутника Landsat-8. Отличия получаемой водной маски для различных спутниковых детекторов, во-первых, связаны с небольшими несовпадениями по диапазону длин волн, которые составляют зелёный и инфракрасные каналы. Во-вторых, точность идентификации «водных» пикселей зависит от почв вокруг озера и морфометрических показателей самого водоёма (в основном от глубины и высоты над поверхностью моря).

Работа выполнена в рамках государственного задания ИНОЗ РАН по теме № 0154-2019-0004 «Закономерности распределения озёр по территории Евразии и оценка их водных ресурсов».

Автор выражает благодарность и признательность д-ру геогр. наук Измайловой А. В. за помощь в подготовке материалов настоящей статьи.

#### ЛИТЕРАТУРА

Алтынов А. Е., Малинников В. А., Попов С. М., Стеценко А. Ф. Спектрометрирование ландшафтов: учеб. пособие для студентов М.: Изд-во МИИ-ГАиК. УПП «Репрография», 2010. 120 с.

- Рыкин И. С., Паниди Е. А. Геоинформационный анализ климатических характеристик: сб. материалов 3-й Всероссийской научно-практ. конф. СПб: Изд-во РГПУ им. А. И. Герцена, 2019. С. 432—435.
- Карпов А.А., Пирихалава-Карпова Н.Р., Богданов А.П., Алешко Р.А., Воронин В. В. Разработка методики для перевода лесных земель в покрытые лесом земли дистанционными методами // Сибирский лесной журн. 2019. № 6. С. 19—26.
- СТО ГГИ 52.08.40—2017 Определение морфометрических характеристик водных объектов суши и их водосборов с использованием технологии географических информационных систем по цифровым картам Российской Федерации и спутниковым снимкам. М.: Изд-во ООО РПЦ Офорт, 2017. 148 с.
- *Токарева О. С.* Обработка и интерпретация данных дистанционного зондирования Земли: учеб. пособие. Томск: Изд-во ТПУ, 2010. 148 с.
- Gafurov Z.A., Eltazarov S. B., Akhmedova T.A. Crop classification in Karshi steppe remote sensing information and Google Earth Engine tool // European Science Review. 2019. No. 9-10-1. P. 130-132.
- Gujrati A., Jha V. B. Surface water dynamics of inland water bodies of India using Google Earth Engine / ISPRS Annals of the photogrammetry, remote sensing, and spatial information science. Copernicus GmbH, 2018. P. 467–472.
- Papaiordanidis S., Gitas I. Z., Katagis T. Soil erosion prediction using the revised universal soil loss equation (rusle) in Google Earth Engine (GEE) cloud-based platform / Бюл. Почвенного ин-та им. В. В. Докучаева. 2019. С. 36−52.
- *Thissen J. J. M.* Automating surface water detection river: The estimation of the geometry of river based on optical earth observation sensors: dissertation master of science. Enschede: University of Twente, 2019. 84 p.

## COMPARISON OF THE MORPHOMETRIC CHARACTERISTICS OF LAKES FOR DIFFERENT WATER INDICES

V. Yu. Shmakova

Institute of Limnology of the Russian Academy of Sciences (IL RAS), Saint Petersburg, Russia

Remote sensing data provide information on the spatio-temporal parameters of the Earth's surface, including water bodies. The main objective of the work is to separate the water surface on satellite images and analyze the accuracy of the results. In the framework of this work, a program was compiled for calculating water indices using the program in Google Earth Engine for a collection of satellite images Sentinel-2, Landsat-8 and MODIS. As a result of the analysis, the obtained images revealed differences between water masks calculated for different water indices, based on images from one satellite as well as from different.

Keywords: remote sensing, satellites, satellite images, water mask, water indices, water objects, Sentinel, Landsat, MODIS, NDWI, MNDWI

Shmakova Viktoriia Yurievna — Junior Researcher, kulechka08@mail.ru

# АНАЛИЗ СОСТОЯНИЯ ПОДЗЕМНЫХ ВОД ДОНБАССА ПРИРОДНОГО И ТЕХНОГЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ НА ОСНОВЕ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ GRACE

В. В. Юрченко <sup>1,2</sup>, А. В. Несова <sup>1</sup>, Е. В. Хархордин <sup>1</sup>

- 1 Донецкий национальный университет (ДонНУ), Донецк, Украина
- <sup>2</sup> Институт физики горных процессов (ИФГП), Донецк, Украина

На основе спутниковых данных GRACE анализируется состояние неглубоких подземных вод и почвы в корневой зоне на территории четырёх гидрогеологических районов Донбасса за период более чем пять последних лет. Определены усреднённые индикаторы засухи — проценты влажности, для этих районов с января 2019 г. по июль 2020 г. Выполнена оценка возможности загрязнения подземных вод за счёт проникновения в них шахтных вод с действующих, ликвидированных и заброшенных горнодобывающих предприятий Донбасса.

*Ключевые слова*: спутниковые данные, GRACE, индикаторы засухи, подземные воды, шахтные воды, почва, корневая зона, процент влажности

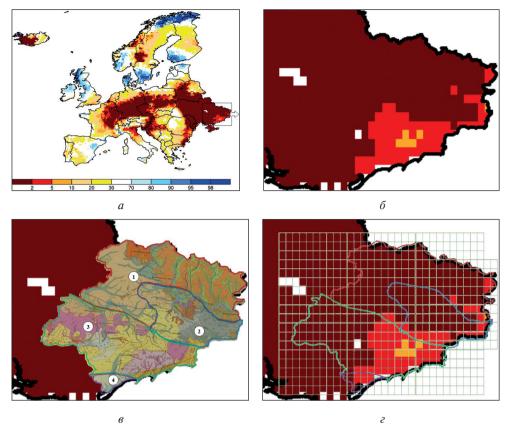
Интенсификация процессов изменения климата в настоящее время приводит к изменениям распределения и объёма осадков в виде дождя и снега в различных регионах Европы, что вызывает появление признаков засухи на ряде европейских территорий, в частности — на Донбассе. Главными индексами засухи являются процент влажности в водоносных горизонтах неглубоких подземных водах и почвы в корневой зоне, которые определяются на основе спутниковых данных космической системы из двух спутников GRACE (Gravity Recovery and Climate Experiment — Гравитационное восстановление и климатический эксперимент).

Изменения в подземных водах на основе спутниковых данных GRACE выявили значительное истощение водоносных горизонтов в крупных регионах мира (Frappart, Ramillien, 2018), таких как северо-западный водоносный горизонт Индии (Long et al., 2016), водоносный горизонт Северно-Китайской равнины (Yin et al., 2017), водоносные горизонты Высоких равнин ((Breña-Naranjo et al., 2014; Strassberg et al., 2009) и Центральной долины Калифорнии (Vasco et al., 2019) в Соединённых Штатах Америки (США), а также в других странах.

На рис. 1*a* (см. с. 171) показаны проценты влажности неглубоких подземных вод Европы для 20 июля 2020 г. на основе спутниковых данных GRACE (обработанных в Национальном центре по борьбе с засухой Университета Небраски-Линкольна, США, https://nasagrace.unl.edu), где отмечена область исследования — Донбасс, а на рис. 1*б* эта область изображена с разрешением в 0,25° или в 27,784 км. В Украине принято выделять (Гидрогеология СССР, 1971) несколько гидрогеологических районов (рис. 1*в*) со сходными геологическими условиями, в том числе те районы, которые охватывают территорию Донбасса (Недопекин и др., 2019; Nedopekin et al., 2019):

- 1. Днепровско-Донецкий артезианский бассейн.
- 2. Гидрогеологическая провинция Донецкой складчатой области.
- Гидрогеологическая провинция складчатой области Украинского кристаллического массива.
- 4. Причерноморский артезианский бассейн.

**Юрченко** Виктория Владимировна — соискатель, инженер, vika.yurchenko.donnu@mail.ru **Несова** Арина Владимировна — аспирант **Хархордин** Евгений Витальевич — студент



**Рис. 1.** Область исследования, гидрогеологические районы и расчётная сетка для территории Донбасса за 20 июля 2020 г.

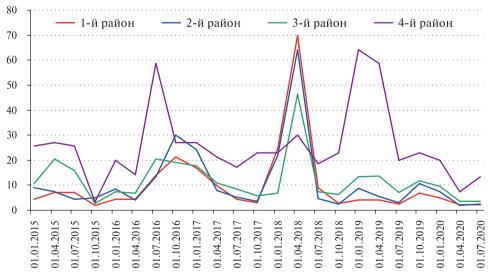


Рис. 2. Усреднённый процент влажности неглубоких подземных вод для Донбасса за период с января 2015 г. по июль 2020 г.

Совмещение области со значениями влажности (в процентах) с гидрогеологическими районами и расчётной сеткой (рис. 1г) позволило определить усреднённую влажность (в процентах) для этих четырёх районов за период с января 2015 г. по июль 2020 г. (рис. 2, см. с. 171).

График усреднённого процента влажности неглубоких подземных вод, который является первым индикатором засухи, для четырёх гидрогеологических районов Донбасса за период с января 2015 г. по июль 2020 г. (см. рис. 2) построен на основе квартальных спутниковых данных GRACE и отражает сезонный характер изменения запасов подземных вод в исследуемых районах Донбасса. При этом можно отметить, что в 2015 и 2017 гг. было засушливое лето, а в 2019 и 2020 гг. наблюдается резкое сокращение запасов неглубоких подземных вод во всех гидрогеологических районах Донбасса.

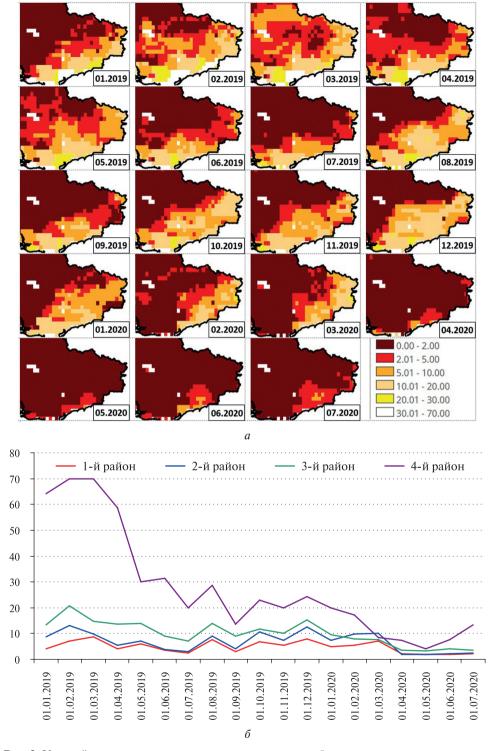
Для более подробного изучения динамики ресурсов подземных вод Донбасса были использованы ежемесячные спутниковые данные GRACE с января 2019 г. по июль 2020 г., которые наглядно изображены на рис. За (см. с. 173), а на рис. Зб показано изменение усреднённых значений процента влажности неглубоких подземных вод за этот период для четырёх гидрогеологических районов Донбасса. Анализируя поведение усреднённых значений процента влажности неглубоких подземных вод можно отметить, что в 2019 г. эти значения для 1-го, 2-го и 3-го районов почти не меняются в течение года при резком уменьшении этих значений для 4-го района. В 2020 г. эти значения минимальны, что уже становится предвестником засухи.

В рассматриваемый период наблюдается корреляция усреднённых значений процента влажности неглубоких подземных вод для всех гидрогеологических районов, что указывает на одну общую причину наблюдаемых изменений этих значений — количество атмосферных осадков на этих территориях. В связи с политико-экономической трансформацией восточной Украины (Yakovliev, Chumachenko, 2017) происходит закрытие и ликвидация множества угольных шахт (Шеставин и др., 2015), которые в основном расположены во 2-м гидрогеологическом районе, когда не выполняются обязательные условия откачки шахтных вод и они поднимаются по выработанному пространству до уровня неглубоких подземных вод. В этом случае кроме значительного загрязнения подземных вод во 2-м районе будет постоянно (невзирая на количество атмосферных осадков) увеличивать их объём, что будет нарушать корреляцию усреднённых значений процента влажности неглубоких подземных вод во 2-м районе с другими гидрогеологическими районами.

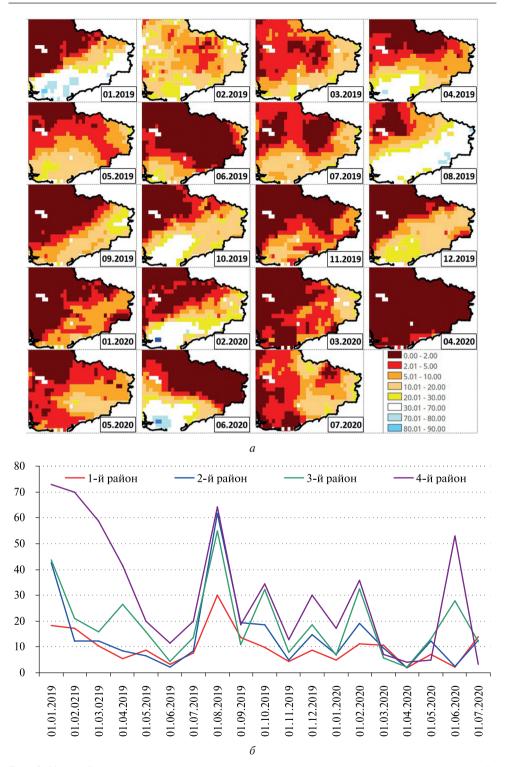
Вторым индикатором засухи является усреднённое значение процента влажности почвы в корневой зоне, которая определяется как верхний слой почвы толщиной в 1 м. Для исследования динамики состояния поверхностного слоя почв Донбасса были использованы ежемесячные спутниковые данные GRACE с января 2019 г. по июль 2020 г., которые изображены на рис. 4*a* (см. с. 174), а на рис. 4*b* показаны изменения усреднённых значений процента влажности почвы в корневой зоне за этот период времени для четырёх гидрогеологических районов Донбасса.

Можно отметить более резкие периодические скачки усреднённых значений процента влажности почвы в корневой зоне по сравнению с аналогичными значениями для подземных вод и временную задержку этих скачков относительно увеличения запасов подземных вод, что связано с периодичностью атмосферных осадков, а также с временем фильтрации воды через поверхностный слой почвы до мест локализации неглубоких подземных вод.

Аналогичным образом можно представить результаты по третьему индикатору засухи, который характеризует процент влажности поверхности почвы и на глубине до 2 см.



**Рис. 3.** Усреднённые значения процента влажности неглубоких подземных вод для четырёх гидрогеологических регионов за период времени с января 2019 г. по июль 2020 г.



**Рис. 4.** Усреднённые значения процента влажности почвы в корневой зоне для четырёх гидрогеологических регионов за период с января 2019 г. по июль 2020 г.

Этот слой влаги образуется за счёт атмосферных осадков и искусственного орошения, но эта вода в основном испаряется и не пополняет запасы подземных вод.

Анализ текущих (еженедельных) спутниковых данных GRACE позволит осуществлять индексацию засухи на исследуемых территориях: оценивать запасы подземных вод для организации водоснабжения населённых пунктов и промышленных предприятий, регулировать процессы искусственного орошения сельскохозяйственных угодий, а также прогнозировать чрезвычайные ситуации при использовании природных и техногенных водных ресурсов.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Гидрогеология СССР. Т. 6. Донбасс: монография / под ред. Д. И. Щеголева. М.: Недра. 1971. 480 с.
- *Недопекин*  $\Phi$ . В., *Шеставин* Н. С., *Юрченко* В. В. Экологические риски геологического накопления диоксида углерода в Донбассе // Науч. тр. Кубанского гос. технолог. ун-та. 2019. № 3. С. 896—911.
- Шеставин Н. С., Недопекин Ф. В., Осетров В. В., Юрченко В. В. Низко-углеродные возможности для индустриальных регионов Украины: монография. Дружковка: Юго-Восток, 2015. 239 с.
- Breña-Naranjo J. A., Kendall A. D., Hyndman D. W. Improved methods for satellite-based ground-water storage estimates: A decade of monitoring the high plains aquifer from space and ground observations // Geophysical Research Letters. 2014. V. 41. 7 p.
- Frappart F., Ramillien G. Monitoring Groundwater Storage Changes Using the Gravity Recovery and Climate Experiment (GRACE) Satellite Mission: A Review // Remote Sensing. 2018. V. 10. id. 829. 25 p.
- Long D., Chen X., Scanlon B. et al. Have GRACE satellites overestimated groundwater depletion in the Northwest India Aquifer? // Scientific Reports. 2016. V. 6. id. 24398. 11 p.
- Nedopekin F., Shestavin N., Yurchenko V. Prospects of Implementation of Carbon Dioxide Capture and Geological Storage Technologies in the Donbass for Mitigation of the Effects of Climate Change // Procedia Environmental Science, Engineering and Management. 2019. V. 6. No 4. P. 629–640.
- Strassberg G., Scanlon B. R., Chambers D. Evaluation of groundwater storage monitoring with the GRACE satellite: Case study of the High Plains aquifer, central United States // Water Resources Research. 2009. V. 45. Iss. 5. W05410. 10 p.
- Vasco D. W., Farr T. G., Jeanne P. et al. Satellite-based monitoring of groundwater depletion in California's Central Valley // Scientific Reports. 2019. V. 9. id. 16053. 14 p.
- *Yakovliev Y.*, *Chumachenko S.* Ecological Threats in Donbas, Ukraine: Assessment of ecological hazards in Donbas impacted by the armed conflict in eastern Ukraine. Geneva, Switzerland: Centre for Humanitarian Dialogue. 2017. 64 p.
- *Yin W.*, *Hu L.*, *Jiu Jimmy Jiao J. J.* Evaluation of Groundwater Storage Variations in Northern China Using GRACE Data // Geofluids. 2017. V. 2017. id. 8254824. 13 p.

### ANALYSIS OF THE CONDITION OF GROUNDWATER OF DONBASS OF NATURAL AND TECHNOGENIC ORIGIN BASED ON SATELLITE DATA GRACE

V. V. Yurchenko<sup>1,2</sup>, A. V. Nesova<sup>1</sup>, E. V. Kharkhordin<sup>1</sup>

On the basis of GRACE satellite data, the state of shallow groundwater and soil in the root zone in the territory of four hydrogeological regions of Donbass is analyzed for more than five years. The averaged indicators of drought — Wetness Percentile, were determined for these areas from January 2019 to July 2020. An assessment was made of the possibility of groundwater pollution due to the penetration of mine waters from existing, abandoned and abandoned mining enterprises of Donbass.

*Keywords*: satellite data, GRACE, drought indicators, groundwater, mine waters, soil, root zone, wetness percentile

Yurchenko Viktoria Vladimirovna — applicant, engineer, vika.yurchenko.donnu@mail.ru Nesova Arina Vladimirovna — post-graduate student Kharkhordin Evgeny Vitalievich — student

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Donetsk National University (DonNU), Donetsk, Ukraine

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Institute of Physics of Mining Processes (IPMP), Donetsk, Ukraine

### СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Аникин А. А., Митрофанов И. Г., Головин Д. В., Санин А. Б., Никифоров С. Ю., Дьячкова М. В., Лисов Д. И., Литвак М. Л., Мокроусов М. И., Тимошенко Г. Н., Швецов В. Н. Перспективный эксперимент с гамма-спектрометром на борту мобильного космического аппарата для изучения элементного состава вещества Луны,	
Марса и других небесных тел без атмосферы или с тонкой атмосферой	5
Бычкова А. С., Карташева А. А., Дольников Г. Г., Шашкова И. А., Кузнецов И. А., Ляш А. Н., Дубов А. Е., Шеховцова А. В., Бедняков С. А., Захаров А. В. Регистрация пылевых частиц с помощью пьезоэлектрических элементов	14
Дзюба Е. С., Позаненко А. С., Минаев П. Ю., Выборнов В. И. Исследование гамма-вспышек земного происхождения, зарегистрированных экспериментом GBM космической обсерватории Fermi	21
Егоров М. В., Морозов О. В., Николадзе Г. М., Поляков П. А., Сазонов В. В., Харабадзе Д. Э., Шевцов В. С. Стенд для проведения испытаний на воздействие магнитного поля	45
Kassem A. I., Popel S. I., Izvekova Yu. N., Zelenyi L. M. Lower-Hybrid Waves in the Exosphere of the Moon	49
Колонтаева Е. С. Исследование поверхностей облучённых образцов защитных стёкол солнечных батарей	61
Коптяева Е.А. Нейтринное излучение в сверхновой с коллапсом центральной части	69
Круглов А. А., Лыскова Н. С., Бакланов П. В. Измерение постоянной Хаббла по временным задержкам между изображениями SN Refsdal	76
Марусев Д. В. Оптико-физические свойства светопоглощающих никель-фосфорных покрытий и их применение в космических системах наблюдения для подавления рассеянного светового фона	84
Маурчев Е.А., Балабин Ю. В. Моделирование прохождения частиц из группы средних ядер галактических космических лучей через атмосферу Земли	87
<i>Мелешко В. К.</i> Моделирование миграции примеси в полимерном композите в случае	92

<i>Менщикова Т. И.</i> Анализ гравитационных аномалий и высот геоида Венеры
$Hocob\ A.\ B.$ , $Литвак\ M.\ Л.$ Предложения по облику, цели, задаче и возможным сценариям работы лунохода в составе посадочной миссии на $Луну$
Расулова А. М.           Приливное ускорение в сферически-симметричной метрике на основе модифицированного уравнения девиации геодезических
Рудаменко Р.А., Юшков В.В., Юшкова О.В. Учёт влияния рельефа космического тела при моделировании радиолокационных экспериментов
Сецко П. В., Мингалев О. В., Мингалев И. В., Малова Х. В., Мельник М. Н., Артемьев А. В., Хабарова О. В. Условие силового баланса в токовом слое в бесстолкновительной плазме из протонов и замагниченных электронов
Синевич А. А., Чернышов А. А., Чугунин Д. В. Исследование узких потоков субавроральных ионных дрейфов во время геомагнитной активности на основе спутниковых данных
Смолина А. В. Исследование возможности изучения полигонов твёрдых бытовых отходов с помощью спутниковых данных высокого разрешения
Федотова М. А., Петросян А. С.  Линейные волны в трёхмерных стратифицированных течениях вращающейся плазмы в приближении Буссинеска
Ховратович Т. С., Барталев С. А. Методы дистанционной оценки показателей горизонтальной структуры древесного полога по данным спутниковой системы MODIS
<i>Хохлачев А.А., Лодкина И.Г., Рязанцева М.О., Ермолаев Ю. И.</i> Исследование вариаций параметров в крупномасштабных явлениях солнечного ветра
<i>Шмакова В. Ю.</i> Сравнение морфометрических характеристик озёр для различных водных индексов
Юрченко В. В., Несова А. В., Хархордин Е. В. Анализ состояния подземных вод Донбасса природного и техногенного происхождения на основе спутниковых данных GRACE

17-я Конференция молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования». ИКИ РАН, Москва, 30 сент. — 2 окт. 2020: сб. тр. / под ред. А. М. Садовского. М.: ИКИ РАН, 2020. 178 с.

17<sup>th</sup> Young Scientists Conference "Fundamental and Applied Space Researches". IKI RAN, Moscow, 30 Sept. — 2 Oct. 2020: proc. / ed. A. M. Sadovski. M.: IKI, 2020. 178 р.

Серия «Механика, управление, информатика»

Компьютерная верстка: Комарова Н. Ю.

Подписано в печать 28.09.2020

Формат 70×100/16 Усл. печ.-л. 14,54 Тираж 150 Заказ 4184