

ISSN 0023-4206

Том 61, Номер 6

Ноябрь - Декабрь 2023



КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 61, номер 6, 2023

Прототип службы прогноза спокойного солнечного ветра на основе МГД-моделирования и граничных условий модели WSA <i>С. Арутюнян, А. Кодуков, М. Субботин, Д. Павлов</i>	447
Определение эффективной частоты столкновения электронов в области E и D ионосферы высоких широт по данным анализа радиозатменных измерений <i>В. Н. Губенко, В. Е. Андреев, И. А. Кириллович, Т. В. Губенко, А. А. Павельев, Д. В. Губенко</i>	454
Каталог геоэффективных вспышечных событий текущего 25-го солнечного цикла в современном представлении <i>Л. П. Забаринская, В. Н. Ишков, Н. А. Сергеева</i>	461
Влияние продольных токов на электронную концентрацию в ионосфере: сопряженные наблюдения спутников <i>SWARM</i> и радара <i>ESR</i> <i>Р. Ю. Лукьянова</i>	466
Характеристики узкополосного искусственного радиоизлучения ионосферы в зависимости от эффективной мощности излучения нагревного стенда <i>EISCAT/Heating</i> <i>А. С. Калишин, Н. Ф. Благовещенская, Т. Д. Борисова, И. М. Егоров, Г. А. Загорский, А. С. Ковалев</i>	476
Эволюция вращательного движения планеты Земля под влиянием внутренних диссипативных сил <i>Н. И. Амелькин</i>	486
Энтропийные функционалы и информация различия временных рядов спутникового мониторинга <i>Ю. А. Антонов, В. И. Захаров, Н. А. Сухарева</i>	498
Оптимизация управления солнечным парусом при движении аппарата по циклическим гелиоцентрическим траекториям <i>М. А. Рожков, О. Л. Старина</i>	510
Исследование возможности использования сопровождающих КА-ретрансляторов в задачах обеспечения связи с КА дальнего космоса <i>А. П. Плохих, А. А. Синецын</i>	520
Существенность входных признаков для доменной адаптации данных космических аппаратов <i>Э. З. Каримов, И. Н. Мягова, В. Р. Широкий, О. Г. Баринев, С. А. Доленко</i>	530
Авторский указатель за 2023 г.	538

УДК 523.62

ПРОТОТИП СЛУЖБЫ ПРОГНОЗА СПОКОЙНОГО СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ОСНОВЕ МГД-МОДЕЛИРОВАНИЯ И ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ МОДЕЛИ WSA

© 2023 г. С. Арутюнян¹, А. Кодуков¹, М. Субботин¹, Д. Павлов^{1, 2, *}

¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет “ЛЭТИ”, Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*dapavlov@etu.ru

Поступила в редакцию 01.03.2023 г.

После доработки 12.03.2023 г.

Принята к публикации 13.03.2023 г.

Создан прототип службы МГД-моделирования спокойного солнечного ветра и прогнозирования скорости и плотности частиц солнечного ветра в межпланетном пространстве, аналогичной службам NOAA и ESA. Служба состоит из МГД-симулятора, модуля обработки результатов симуляции и веб-интерфейса. Симулятор основан на реализации метода TVDLF в пакете PLUTO. Граничные условия модели (плотность, радиальная скорость, магнитное поле, температура) на расстоянии 0.1 а. е. от начала координат получаются регулярно из соответствующей службы NOAA, в которой они рассчитаны по модели WSA на основании магнитограмм сети GONG. Доступны два режима граничных условий: постоянные и суточные. Симуляции проводились на равномерной сетке в диапазоне 0.1–1.7 а. е. по расстоянию (512 элементов), $-60^\circ \dots +60^\circ$ по широте (60 элементов), $0^\circ \dots 360^\circ$ по долготе (180 элементов). Проведено сравнение рассчитанных карт скорости и плотности частиц с расчетами NOAA SWPC и NASA CCMC при одинаковых граничных условиях. Проведено ретроспективное сравнение получаемых прогнозов с данными прямых измерений (OMNI).

DOI: 10.31857/S0023420623600113, EDN: SAХOKB

ВВЕДЕНИЕ

Потоки солнечной плазмы, достигающие Земли, способны вызывать сбои радиосвязи и навигации. В случае сильных воздействий заряженных частиц солнечной плазмы на магнитосферу Земли могут возникать индуцированные токи, нарушающие работу электросетей и электронных устройств. Сильные вспышки солнечной плазмы также представляют угрозу для космонавтов в открытом космосе.

Опасность, которую несет в себе солнечный ветер, привела к необходимости разработки служб прогнозирования солнечной погоды, а развитие методов численного моделирования и технологий мониторинга солнечной активности сделало создание таких служб возможным. Так, в США в составе Национального управления океанических и атмосферных исследований работает Центр прогноза космической погоды (*англ.* National Oceanic and Atmospheric Administration – Space Weather Prediction Center, NOAA – SWPC) (<https://www.swpc.noaa.gov/>), выпускающий регулярные прогнозы на основе трехмерной МГД-модели (магнитной гидродинамики) солнечного ветра ENLIL [1]. В 2012 г.

в Европейском космическом агентстве (*англ.* European Space Agency, ESA) было создано Управление космической погоды (*англ.* Space Weather Office, SWO) (<https://swe.ssa.esa.int/current-space-weather/>), которое к настоящему моменту получает прогнозы аналогичные SWPC с помощью программы EUNFORIA [2]. В России служба прогнозирования солнечного ветра разработана в Кисловодской Горной астрономической станции Главной (Пулковской) астрономической обсерватории (ГАО ГАО) (<http://solarstation.ru/sun-service/forecast>), прогнозы в этой службе основаны на кинетической модели [3]. В настоящей работе описан прототип новой службы прогноза солнечного ветра, аналогичной SWPC и SWO и основанной на трехмерной МГД-модели солнечной плазмы.

МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ

МГД-уравнения

Моделирование солнечной плазмы как жидкости, подчиняющейся МГД-уравнениям, осуществляется в секторе полого шара, внутренняя

граница которого имеет радиус 0.1 а. е. ($22.5 R_S$). Уравнения МГД выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (p\mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\mathbf{m}\mathbf{v} - \mathbf{B}\mathbf{B} + I \left(p + \frac{\mathbf{B}^2}{2} \right) \right] = -p\nabla\Phi, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (-\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial (E_t)}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(\frac{\rho \mathbf{v}^2}{2} + \rho e + p + \rho \Phi \right) \mathbf{v} + (-\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \right] = 0, \quad (4)$$

$$E_t = \frac{\rho}{\Gamma - 1} + \frac{\mathbf{m}^2}{2\rho} + \frac{\mathbf{B}^2}{2}, \quad (5)$$

где ρ — плотность массы протонов; $\mathbf{v}$ — скорость; $\mathbf{m} = \rho\mathbf{v}$ — плотность импульса; p — давление; $\mathbf{B}$ — вектор магнитной индукции; Φ — гравитационный потенциал Солнца; Γ — показатель адиабаты, $\Gamma = 1.5$ [4]. Температура T не входит в уравнения (1)–(5), но связана с плотностью и давлением уравнением состояния: $p = k\rho T/(m_u\mu)$, где k — постоянная Больцмана; m_u — атомная единица массы; μ — средняя молярная масса частиц (принято значение $\mu = 0.616$). Здесь (1) — уравнение непрерывности, (2) — уравнение движения, (3) — уравнение магнитного поля, (4) — уравнение полной энергии, (5) — формула плотности полной энергии, являющейся суммой тепловой, кинетической и магнитной энергии.

В ENLIL для решения системы уравнений, аналогичной (1)–(4), используется метод уменьшения полной вариации с разностной схемой Лакса–Фридрихса (англ. Total Variation Diminishing Lax – Friedrich, TVDLF) [5]. В EUHFORIA используется метод Хартен–Лакса–ван Леера (англ. Harten – Lax – van Leer, HLL), основанный на решении задачи Римана. Коды обеих программ не являются публично доступными. В настоящей работе представлена программа, основанная на пакете PLUTO (<http://plutocode.ph.unito.it/>) [6], который содержит реализации численных методов решения систем уравнений в частных производных, в том числе разновидностей МГД для широкого спектра астрофизических моделей. В настоящей работе используется наиболее простая система (1)–(4), не содержащая сопротивления, вязкости и диссипации.

Граничные условия

Внутренние граничные условия уравнений (1)–(4) рассчитываются на основе эмпирической модели Wang–Sheeley–Arge (WSA) [7]. Входными

данными модели WSA служит синоптическая карта магнитограммы Солнца, а выходными — корональные карты (граничные условия) скорости частиц и напряженности магнитного поля на границе внешней короны ($21.5 R_S$). Выходные данные WSA преобразуются в граничные условия (ρ , v_r , B_r , B_ϕ , T) с использованием условия постоянства момента количества движения и некоторых предварительно заданных базовых значений ρ , v_r и T , с помощью программы wsa2bc. Сама программа отсутствует в свободном доступе, но итоговые граничные условия, рассчитанные с помощью WSA 2.2 на основе магнитограмм, предоставляемых сетью солнечных обсерваторий GONG (англ. Global Oscillation Network Group) (<https://gong.nso.edu/>); эти граничные условия используются в настоящей работе.

Несмотря на то, что действительная скорость вращения Солнца зависит от широты, в используемых граничных условиях, основанных на модели WSA, период вращения Солнца считается равным кэррингтоновому периоду 25.38 сут в инерциальной системе координат (СК) или 27.2753 сут (в СК НЕЕК). В связи с тем, что используемые граничные условия представлены в СК НЕЕК, моделирование также происходит в СК, совпадающей с НЕЕК в начальный момент времени и вращающейся с постоянной угловой скоростью $\Omega_z = 2\pi/365.25$, что является достаточно хорошим приближением НЕЕК. При этом в уравнения (1)–(4) вносятся члены, ответственные за центробежное и кориолисово ускорение. Граничные условия в ходе моделирования вращаются с указанным синодическим кэррингтоновским периодом 27.2753 сут.

Начальные условия

В ходе моделирования используются начальные условия двух видов: предварительные и фактические. Предварительные начальные условия вычисляются по следующим формулам:

$$\rho(r) = \frac{0.01\bar{\rho}}{r^2}, \quad B(r) = \frac{0.01\bar{B}}{r^2}, \quad (6)$$

$$T(r) = \frac{0.01\bar{T}}{r^2}, \quad v_r(r) = \bar{v},$$

где $\bar{\rho}$, $\bar{B}$, $\bar{T}$, $\bar{v}$ — средние значения граничных условий на дату начала прогноза.

Перед началом построения прогноза необходимо ввести тривиальные начальные условия за границы поля симуляции (1.7 а. е.), что происходит в течение 10 сут моделирования. Время в данной процедуре отсчитывается от момента времени за 10 сут от начала прогноза. Таким образом, к началу прогноза получаются фактические начальные условия.



Рис. 1. Схема взаимодействия компонент службы.

При вычислении начальных условий реализованы два режима граничных условий: постоянные и суточные. В первом режиме используются единые граничные условия, соответствующие моменту начала прогноза, во втором — граничные условия, рассчитанные на начало каждого из десяти предыдущих суток, с линейной интерполяцией внутри суток.

ТЕХНИЧЕСКИЕ ПОДРОБНОСТИ

Используется равномерная трехмерная сетка в сферической СК в диапазоне 0.1–1.7 а. е. по расстоянию (512 элементов), $-60^\circ \dots +60^\circ$ по широте (60 элементов), $0^\circ \dots 360^\circ$ по долготе (180 элементов). Шаг по времени постоянный, равен 0.0005 сут (при увеличении шага численный метод расходится).

В PLUTO реализована поддержка параллельных вычислений посредством интерфейса передачи сообщений (*англ.* Message Passing Interface, MPI). При расчете на шести ядрах процессора AMD EPYC 7742 вытаскивание начальных условий занимает 187 мин, а дальнейшая симуляция на 5 сут занимает 91 мин.

Результаты моделирования сохраняются в файлы формата dbf (внутренний формат PLUTO; одному файлу соответствует трехмерная карта значений основных переменных модели). Сохранение происходит каждый час модельного времени; таким образом, прогноз на 5 сут состоит из 121 карты. Также есть возможность сохранения карт в формате VTK.

ОБЗОР СОЗДАННОГО ПРОТОТИПА СЛУЖБЫ

Связь компонент службы

На рис. 1 изображена схема связи модулей разработанной службы. Модуль загрузки граничных условий запрашивает данные с веб-сайта NOAA. Модуль запуска PLUTO ожидает новых входных данных; как только данные будут получены, запускается численное моделирование, основанное на PLUTO. Затем на основе полученных трехмерных карт строятся двумерные изображения плотности и скорости частиц; далее двумерные изображения объединяются в видеофайл и передаются на веб-сайт. Схема устроена таким образом, чтобы можно было в случае ошибок вручную запускать отдельные модули.

Построение двумерных изображений

Модуль построения изображений использует значения плотности и скорости частиц на дискретной сетке размера $512 \times 60 \times 180$, полученные в ходе МГД-моделирования на различные моменты времени. Изображения представляют собой срезы в двух плоскостях: плоскости, параллельной плоскости солнечного экватора и пересекающей Землю и плоскости YZ СК HEEQ. Для получения изображений, разрешающая способность которых превосходит разрешающую способность сетки, применяется трилинейная интерполяция.

Широта Земли в СК HEEQ рассчитывается на основе эфемериды EPM2021 [8], разработанной в Институте прикладной астрономии РАН. Там же разработана онлайн-служба (<https://iaaras.ru/dept/ephemeris/online/>), которая позволяет рассчитать эфемериду геоцентрических положений Солнца ES^{eq} в экваториальной СК. Гелиоцентрические координаты Земли в HEEQ рассчитываются по следующей формуле:

$$SE^{HEEQ} = R_z(\alpha) R_x(-26.13) R_z(-16.13) [-ES^{eq}],$$

где α выбирается таким образом, чтобы выполнялось условие $SE_y^{HEEQ} = 0$.

Веб-сайт

Построенные 121 растровые изображения с помощью пакета FFmpeg конвертируются в видеофайл формата mp4, при этом задается количество кадров в секунду, который передается на разработанный веб-сайт прогноза солнечного ветра (<http://solarwind.entroforce.ru/>). На рис. 3 представлена основная часть сайта с прогнозом.

Большинство браузеров поддерживает функцию перехода в видео на определенный кадр; информация о количестве кадров в секунду позволяет реализовать на сайте полосу прокрутки для выбора отдельных кадров в видеофайле. Данный подход достаточно эффективен, так как предоставляет возможность почасового просмотра прогноза при объеме данных, передаваемых на клиентскую систему, около 1.5 Мбайт за 5 сут.

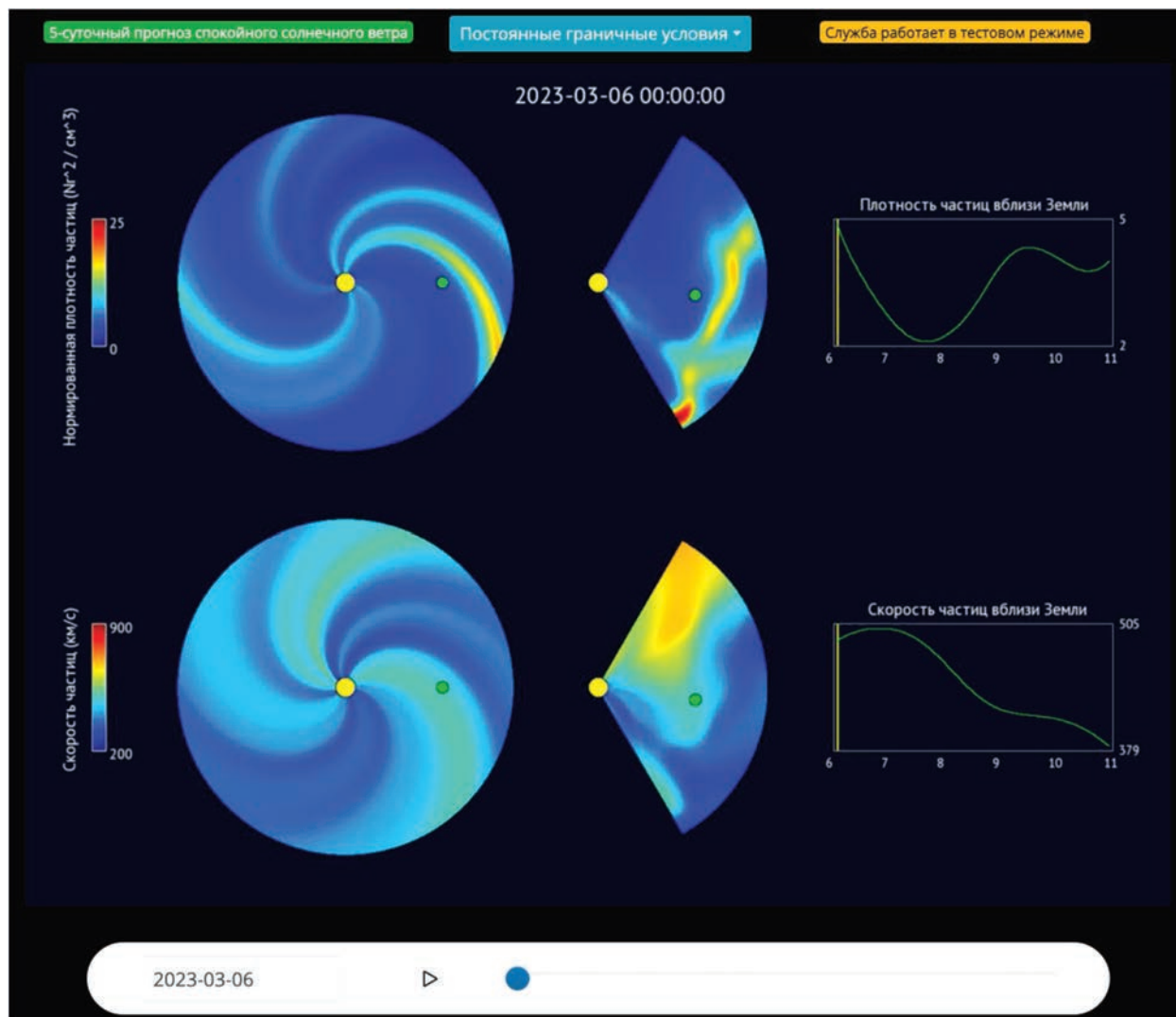


Рис. 2. Разработанный веб-сайт прогноза спокойного солнечного ветра.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Сравнение с SWPC

Служба SWPC позволяет запрашивать архивные данные о симуляции на конкретную дату, однако полное сравнение трехмерной сетки для SWPC провести невозможно. В предоставляемых архивах содержатся графические изображения и исходные данные этих изображений (срезы в горизонтальной плоскости широты Земли и плоскости YZ СК HEEQ, а также графики скорости и плотности частиц в точках, соответствующих положению Земли и космических обсерваторий STEREO A/B).

Сравнение проводилось в плоскости широты Земли. На рис. 3 представлено качественное сравнение карт нормированной плотности и скорости солнечного ветра. В верхней части изображены карты из PLUTO, а в нижней части находятся карты из SWPC. За исключением цветовой палитры

изображения сопоставимы. В табл. 1 приведено численное сравнение значений в рассматриваемой плоскости, можно заметить, что средняя разность значений составляет около 3.7% от среднего для скорости и 14.3% для нормированной плотности.

Сравнение с CCMC

Центр моделирования, координируемый сообществом — CCMC (англ. Community Coordinated Modeling Center) (<https://ccmc.gsfc.nasa.gov/>) — служба, предоставляющая доступ к различным реализациям алгоритмов моделирования космической погоды. Данный ресурс позволяет запрашивать результаты расчетов программ, входные данные для которых определяются пользователем. В том числе CCMC предоставляет доступ к запуску ENLIL, благодаря чему существует возможность сверить результат ее работы с вычислениями, проведенными в настоящей работе. В от-

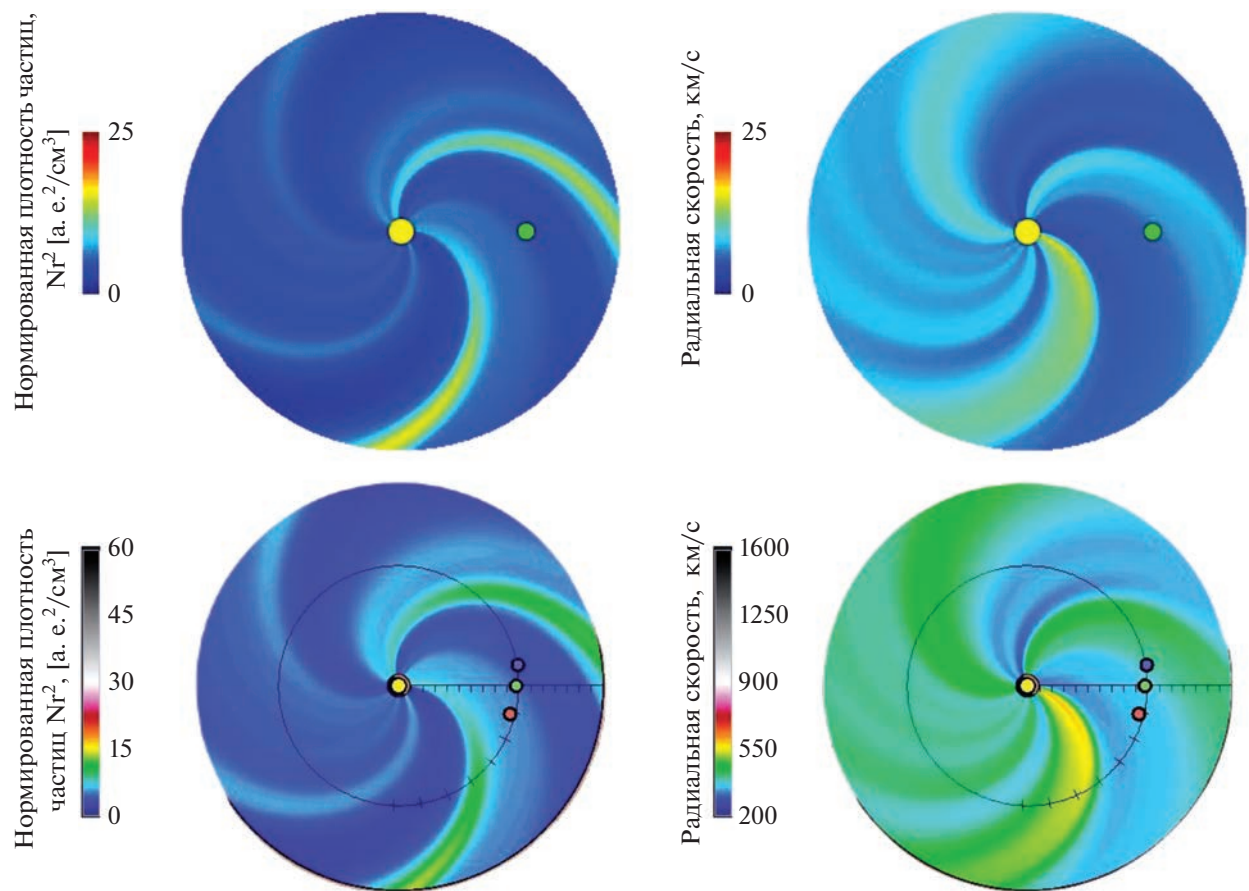


Рис. 3. Карты скорости и плотности частиц в PLUTO (сверху) и SWPC (снизу) за 26.XII.2022.

личие от SWPC, CCMC предоставляет численные результаты симуляции в виде трехмерной сетки. Граничные условия, используемые в симуляциях CCMC, также доступны в составе расширенного архива данных (raw). Последний доступный цикл вращения Солнца для симуляции в CCMC на момент написания статьи 7.VI.2021–4.VII.2021, поэтому для сравнения был выбран именно он.

Сравнение с CCMC проводилось аналогично сравнению с SWPC. Карты плотности и скорости представлены на рис. 4, в верхней части изображения находятся карты PLUTO, а в нижней – карты из CCMC. Численные результаты представлены в табл. 2, в этом случае средняя разность значений составляет 32.4% от среднего значения плотности и 11.2% от среднего значения скорости.

Сравнение с OMNI

OMNI (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>) – регулярно обновляемый набор данных, содержащий информацию о параметрах солнечного ветра, собираемый различными космическими аппаратами (КА). В частности измерения КА ACE и Wind позволяют оценить плотность и скорость частиц солнечной плазмы вблизи Земли.

Был проведен расчет прогноза скорости и плотности частиц солнечного ветра на основе моделирования в течение 5 сут с 26.XII.2022 по 31.XII.2022 как с постоянными граничными условиями, так и с суточными. Результаты моделирования представлены на рис. 5.

Таблица 1. Сравнение результатов моделирования солнечного ветра PLUTO и ENLIL (моделирование выполнено в SWPC)

Величина	МГД-Модель	min	max	mean	Средняя абсолютная разность
v , км	PLUTO	282.1	639.0	403.1	14.9
	ENLIL (SWPC)	272.9	647.4	400.9	
ρ , cm^{-3}	PLUTO	1.8	13.9	4.8	0.7
	ENLIL (SWPC)	1.9	14.2	4.9	

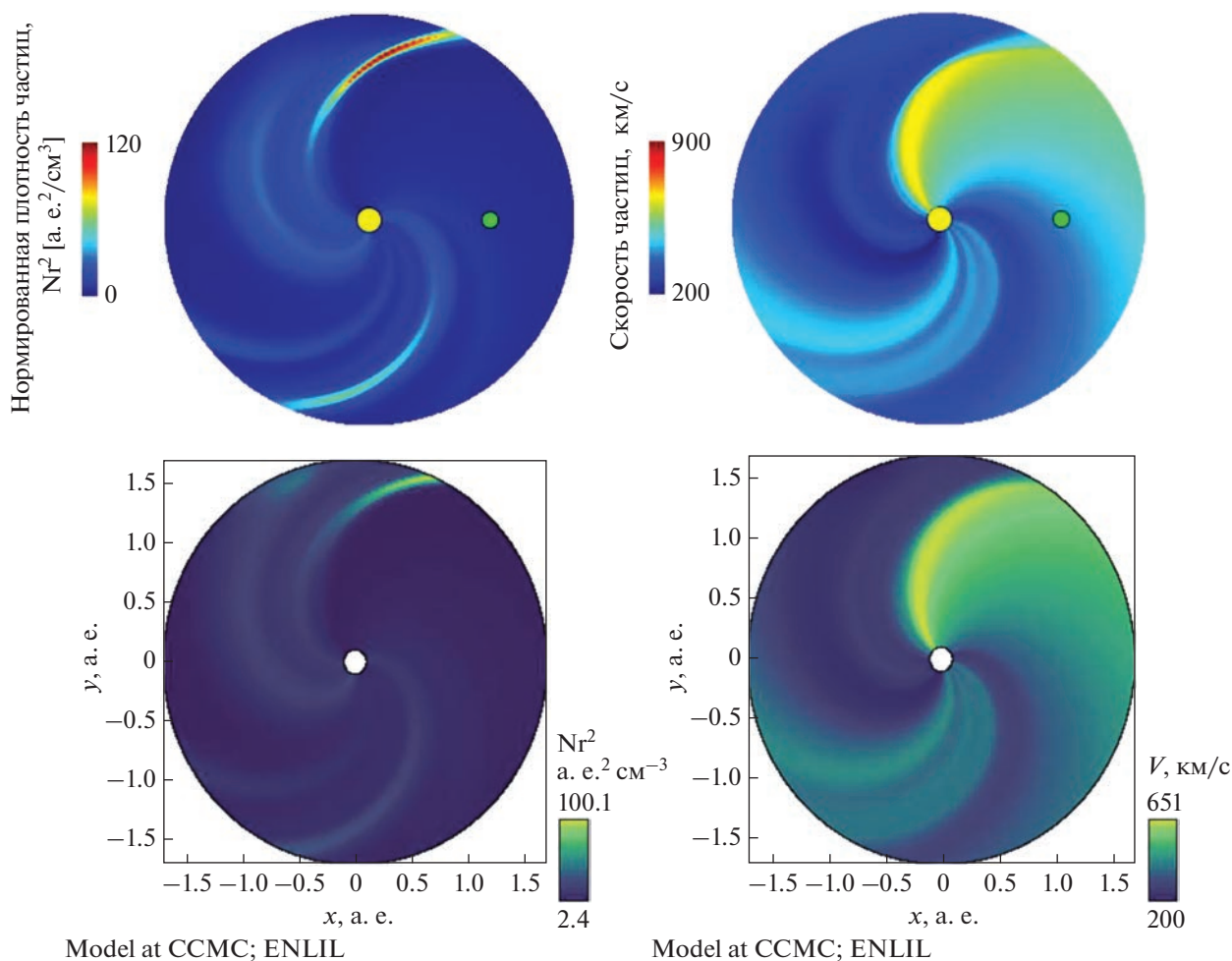


Рис. 4. Карты скорости и плотности частиц в PLUTO (сверху) и CCMC (снизу) за 7.VI.2021.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан прототип службы регулярного прогнозирования солнечного ветра по трехмерной МГД-модели на основе математического пакета PLUTO. Ежедневно обновляемые прогнозы на 5 сут представлены на сайте (<http://solar-wind.entroforce.ru/>). Полученные карты солнечного ветра в целом соответствуют зарубежным аналогам при одинаковых граничных условиях моделирования. Есть различия, которые, по всей видимости, обусловлены следующими причинами:

- модель ENLIL в настоящее время учитывает эффект объемного нагрева плазмы (*англ.* volumet-

ric heating). В реализации PLUTO данный эффект отсутствует; значение показателя адиабаты $\Gamma = 1.5$ позволяет частично компенсировать этот недостаток [2], но не в полной мере;

- значения средней молярной массы μ в реализациях ENLIL, использующихся в CCMC и SWPC, не приводятся; они могут отличаться от значения $\mu = 0.616$, использованного в данной работе;

- при математической эквивалентности МГД-уравнений и численных схем для их решения, используемых в ENLIL и PLUTO, различия

Таблица 2. Сравнение результатов моделирования солнечного ветра PLUTO и ENLIL (моделирование выполнено в CCMC)

Величина	МГД-Модель	min	max	mean	Средняя абсолютная разность
v , км	PLUTO	199.8	650.4	373.1	41.8
	ENLIL (CCMC)	200.6	650.4	374.8	
ρ , cm^{-3}	PLUTO	1.9	116.1	9.9	3.2
	ENLIL (CCMC)	2.3	95.5	10	

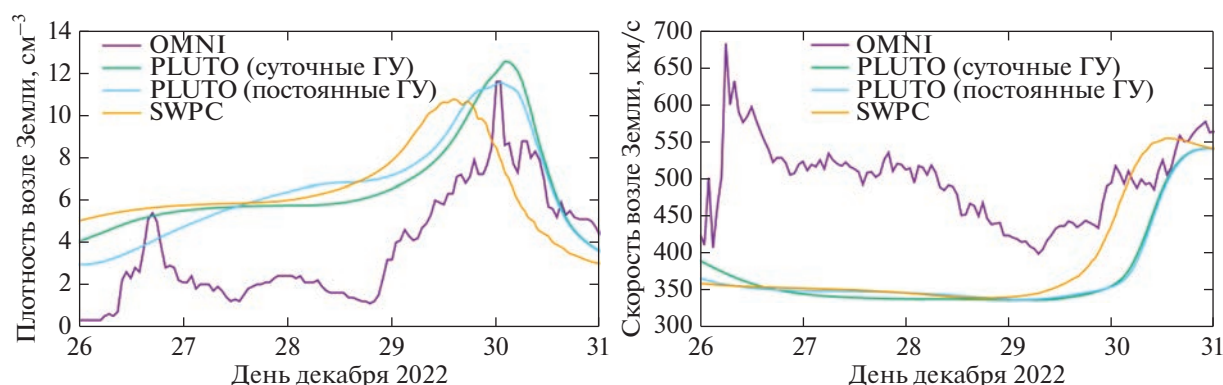


Рис. 5. Скорость и плотность частиц вблизи Земли с 26.XII.2022 по 31.XII.2022.

в реализациях могут оказывать влияние на получаемые результаты.

Данный вопрос требует дальнейшего исследования.

Развитие созданного прототипа службы прогноза солнечного ветра будет происходить по следующим направлениям:

- моделирование корональных выбросов массы;
- учет в МГД-модели дополнительных эффектов, в частности сопротивления;
- использование непосредственных данных модели WSA и восстановление граничных условий по этим данным (сейчас служба использует вторичные данные, рассчитанные программой wsa2bc);
- разработка совместной с Кисловодской ГАС службы прогноза, использующей граничные условия, рассчитанные по отечественным наблюдательным данным [9].

Еще одним интересным направлением представляется использование рассчитанных карт электронной плотности для учета задержки в солнечной плазме сигнала между Землей и КА на орбите Марса или Меркурия, что важно для построения высокоточных эфемерид Солнечной системы [10].

Авторы благодарны Душану Одстрчилу (англ. Dusan Odstrcil, George Mason University) за ценные советы. Авторы также благодарны Алексею Печёркину и Наталье Станниковой (ЛЭТИ) за деятельное участие на раннем этапе работы. Авторы благодарны коллективу ССМС за возможность проведения симуляций (симуляция, проведенная в ходе настоящей работы, доступна на сайте ССМС по идентификатору Aleksandr_Kodukov_101722_SH_1).

Исследование Д. А. Павлова выполнено в Санкт-Петербургском международном математическом институте имени Леонарда Эйлера при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075–15–2022–287 от 06.04.2022).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Odstrcil D.* Modeling 3-D solar wind structure // *Advances in Space Research*. 2003. V. 32. Iss. 4. P. 497–506. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(03\)00332-6](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00332-6)
2. *Pomoell J., Poedts S.* EUHFORIA: European heliospheric forecasting information Asse 2.0t // *J. Space Weather Space Climate*. 2018. V. 8. Art. ID. A35. <https://doi.org/10.1051/swsc/2018020>
3. *Tlatov A.G., Berezin I.A., Strelkov M.A.* Simulation of Coronal Mass Ejection Propagation Based on Data from Ground-Based Patrol Observations // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2019. V. 59. Iss. 7. P. 843–845. <https://doi.org/10.1134/S0016793219070247>
4. *Odstrcil D., Mays M.L., Hess Ph. et al.* Operational Modeling of Heliospheric Space Weather for the Parker Solar Probe // *The Astrophysical J. Supplement Ser.* 2020. V. 246. Iss. 2. Art. ID. 73. 19 p. <https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab77cb>
5. *Tóth G., Odstrčil D.* Comparison of Some Flux Corrected Transport and Total Variation Diminishing Numerical Schemes for Hydrodynamic and Magneto-hydrodynamic Problems // *J. Computational Physics*. 1996. V. 128. Iss. 1. P. 82–100. <https://doi.org/10.1006/jcph.1996.0197>
6. *Mignone A., Bodo G., Massaglia S. et al.* PLUTO: a numerical code for computational astrophysics // *The Astrophysical J. Supplement Series*. 2007. V. 170. Iss. 1. Art. ID. 228. <https://doi.org/10.1086/513316>
7. *Arge C.N., Pizzo V.J.* Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2000. V. 105. Iss. A5. P. 10465–10479. <https://doi.org/10.1029/1999JA000262>
8. *Pitjeva E., Pavlov D., Aksim D., Kan M.* Planetary and lunar ephemeris EPM2021 and its significance for Solar system research // *Proc. Intern. Astronomical Union*. 2019. V. 15. Iss. S364. P. 220–225. <https://doi.org/10.1017/S1743921321001447>
9. *Berezin I., Tlatov A.* Coronal Field Geometry and Solar Wind Speed // *Universe* 2022. V. 8. Iss. 12. Art. ID. 646. <https://doi.org/10.3390/universe8120646>
10. *Aksim D., Pavlov D.* Improving the solar wind density model used in processing of spacecraft ranging observations // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2022. V. 514. Iss. 3. P. 3191–3201. <https://doi.org/10.1093/mnras/stac1229>

УДК 551.51:551.501

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ЧАСТОТЫ СТОЛКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ОБЛАСТИ *E* И *D* ИОНОСФЕРЫ ВЫСОКИХ ШИРОТ ПО ДАННЫМ АНАЛИЗА РАДИОЗАТМЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

© 2023 г. В. Н. Губенко¹, *, В. Е. Андреев¹, И. А. Кириллович¹,
Т. В. Губенко¹, А. А. Павельев¹, Д. В. Губенко¹

¹Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Фрязино, Московская обл., Россия

*vngubenko@gmail.com

Поступила в редакцию 02.03.2023 г.

После доработки 08.05.2023 г.

Принята к публикации 10.05.2023 г.

Изучение столкновений между электронами и нейтральными молекулами представляет особый интерес для физики ионосферы Земли, в частности, с точки зрения определения ионосферной проводимости и токовых систем в нижней ионосфере планеты и выяснения роли, которую эти столкновения играют в ослаблении радиоволн, распространяющихся внутри *D*- и *E*-областей ионосферы. Эффективную частоту столкновений электронов можно оценить по лабораторным исследованиям подвижности электронов в атмосферных газах в сочетании с ракетными измерениями температуры и плотности частиц в верхней атмосфере Земли, также ее можно определить независимо из анализа радиозатменных данных. Нами разработан метод восстановления вертикальных профилей коэффициента поглощения дециметровых (длина волны ~19 см) радиоволн, базирующийся на решении обратной задачи о поглощении сигнала в *D*- и *E*-областях ионосферы Земли. По результатам анализа радиозатменных данных спутников *FORMOSAT-3/COSMIC* были определены высотные профили коэффициента поглощения дециметровых (ДМ) радиоволн в ионосфере планеты во время магнитной бури 22–23.VI.2015. Известно, что величина коэффициента поглощения на данной фиксированной частоте прямо пропорциональна произведению электронной плотности и частоты столкновений электронов с ионами и нейтралами. С использованием полученных данных о вертикальных профилях коэффициента поглощения ДМ-радиоволн и электронной плотности, восстановленных из анализа радиозатменных данных *FORMOSAT-3/COSMIC*, была оценена эффективная частота столкновений электронов в *D*- и *E*-областях высокоширотной ионосферы Земли. Практическая значимость изучения частоты столкновений электронов и эффектов поглощения радиоволн в *D*- и *E*-областях ионосферы планеты связана с обеспечением бесперебойной работы систем космической радиосвязи и навигации.

DOI: 10.31857/S0023420623600137, EDN: CBKGGX

ВВЕДЕНИЕ

Радиопросвечивание ионосферы Земли может быть осуществлено с использованием как искусственных, так и естественных источников радиоизлучения, расположенных за пределами ионосферы. Дециметровые радиоволны достаточно высокой частоты, посланные с борта навигационного спутника, проходят через ионосферу насквозь и могут быть приняты на поверхности Земли или на борту другого (низкоорбитального) спутника. Интегральное содержание электронов вдоль траектории радиолуча можно определить по измерениям фазового пути (эйконала) принятого сигнала. Наблюдения за вариациями интенсивности спутникового сигнала или космического радиошума, прошедшего через ионосферу,

указывают на вариации поглощения радиоволн и, следовательно, на вариации содержания электронов и их частоты соударений в нижней ионосфере планеты [1–4]. При радиопросвечивании ионосферы применяются рабочие GPS-частоты (англ. Global Positioning System – система глобального позиционирования) значительно превышающие собственные частоты ионосферы, что делает радиозатменный метод не зависящим от состояния ионосферы. Это обстоятельство выгодно отличает его от традиционных методов исследования ионосферы отраженными радиоволнами, где применяются волны с частотами близкими к плазменной, на распространение которых ионосфера оказывает сильное влияние. Вторжение энергичных частиц в периоды геомагнитных возмущений

приводит к увеличению электронной плотности в нижних слоях ионосферы и возрастанию поглощения радиоволн, что делает невозможным применение указанных традиционных методов при интенсивных возмущениях [5]. Предлагаемый нами метод зондирования будет эффективным как раз тогда, когда надобность в исследованиях ионосферы ощущается особенно остро, например, во время сильных магнитных бурь. Изучение столкновений свободных электронов с нейтралами и ионами важно для анализа различных макроскопических явлений. В интервале высот E -области эти столкновения определяют тепловую и электрическую проводимость плазмы и токовых систем, которые порождают геомагнитные возмущения [6, 7].

До настоящего времени радиозатменные измерения не использовались для исследования поглощения радиоволн на GPS-частотах и определения частоты столкновений электронов в нижней ионосфере Земли. Это было обусловлено тем, что в спокойной геомагнитной обстановке, по данным анализа радиозатменных измерений, имели место только слабые возмущения в E - и D -областях ионосферы без каких-либо признаков поглощения радиоволн [1]. В то же время анализ показал надежно идентифицированные слои повышенного поглощения в радиозатменных сеансах измерений, которые были обусловлены мощными всплесками рентгеновского излучения и сильными изменениями геомагнитных условий во время бури в июне 2015 г. [3]. Поскольку рабочие GPS-частоты существенно превышают критическую частоту ионосферы, то в радиозатменных измерениях регистрируется неотклоняющее поглощение [5]. Существенное превышение над критической частотой важно также для обеспечения надежных измерений в условиях повышенного поглощения радиоволн во время сильных магнитных бурь.

Цель настоящей работы заключается в восстановлении и анализе вертикальных профилей эффективной частоты столкновений электронов в D - и E -областях высокоширотной ионосферы Земли по результатам обработки радиозатменных спутниковых измерений *FORMOSAT-3/COSMIC* во время магнитной бури 22–23.VI.2015.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ЧАСТОТЫ СОУДАРЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ

Предыдущие наши работы [1–3] посвящены анализу радиозатменных измерений, проведенных с помощью навигационных *GPS* и низкоорбитальных *FORMOSAT-3/COSMIC* спутников в ионосфере Земли во время магнитной бури 22–23.VI.2015. Анализируемые сеансы (~100 сеансов) измерений были выполнены на широтах от ~65° до

~88° с.ш. и охватывали интервал высот от ~50 до ~110 км. Каждый из этих сеансов содержал зависимости эйконала (фазового пути) и мощности сигнала (диапазон L_1 , длина волны ~19 см) от высоты перигея луча, а также имел вертикальный профиль электронной плотности. Погрешность восстановления электронной плотности N_e из данных об эйконале составляет $\delta N_e \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$, а ее значения даются с шагом по вертикали 2.5 км [1]. Было найдено, что мощные всплески рентгеновского излучения и геомагнитные условия во время главной фазы шторма обуславливают возмущения и повышенные уровни электронной плотности в D - и E -областях ионосферы планеты. Поиск поглощения дециметровых радиоволн (длина волны сигнала ~19 см) на несущей GPS-частоте $f_1 = 1545.42 \text{ МГц}$ показал, что величина интегрального поглощения на трассах радиозатменного зондирования (навигационный *GPS* – низкоорбитальный *FORMOSAT-3/COSMIC* спутники) составляет ~3 дБ в интервале высот ~50–90 км, а в отдельных случаях достигает ~10 дБ на уровнях от ~90 до ~95 км [1, 2]. В работах [3, 4] предложен общий метод восстановления вертикальных профилей коэффициента поглощения Z , базирующийся на решении обратной задачи о поглощении радиоволн в нижней ионосфере Земли. Здесь также представлены результаты определения высотных профилей коэффициента поглощения $Z(h)$ ДМ-сигнала в ионосфере планеты и погрешности δZ их восстановления на высотах ниже ~100 км во время магнитной бури 22–23.VI.2015. Оценкой погрешности δZ для анализируемого профиля $Z(h)$ служит абсолютная величина максимальной невязки при решении обратной задачи о поглощении радиоволн (см. табл. 1 работы [3]).

Если частота $\omega = 2\pi f$ радиоволн удовлетворяет неравенству $\omega^2 \gg \nu^2$, то коэффициент поглощения Z прямо пропорционален произведению νN_e и обратно пропорционален квадрату частоты (f^2) волны [5], и эффективную частоту столкновений ν электронов можно определить из следующего выражения:

$$Z(h) \approx 1.15 \cdot 10^3 \frac{N_e(h)\nu(h)}{f^2}, \quad (1)$$

где N_e – электронная плотность (в см^{-3}); f – частота (в Гц); Z – коэффициент поглощения (в дБ/км). Таким образом, согласно выражению (1), формула для восстановления профиля $\nu(h)$ из данных о коэффициенте поглощения $Z(h)$ на несущей GPS-частоте $f_1 = 1.54542 \cdot 10^9 \text{ Гц}$ и о профиле электронной плотности $N_e(h)$ имеет вид:

$$\nu(h) \approx \frac{Z(h)f_1^2}{1.15 \cdot 10^3 N_e(h)}. \quad (2)$$

Учитывая ошибки $\delta Z/Z$ и $\delta N_e/N_e$ при определении коэффициента поглощения Z и электронной плотности N_e , можно найти относительную погрешность восстановления $\delta v/v$ эффективной частоты столкновений v электронов:

$$\delta v/v = \sqrt{(\delta Z/Z)^2 + (\delta N_e/N_e)^2}. \quad (3)$$

Критерий отбора профиля $Z(h)$ для расчета эффективной частоты столкновений электронов с нейтралами и ионами состоит в следующем:

а) отбирались профили $Z(h)$, у которых локальные максимумы коэффициента поглощения были восстановлены с относительной погрешностью не более $\delta Z/Z \approx 50\%$ (см. табл. 1 работы [3]);

б) для рассматриваемого сеанса радиозатменных измерений должны иметься данные об электронной плотности в анализируемом интервале высот.

Что касается применимости радиозатменного метода для определения v , то ответ зависит, в основном, от того, насколько хорошо и с какими погрешностями восстанавливаются значения локальных максимумов $Z_{\max}$ в высотных профилях коэффициента поглощения $Z(h)$. Именно от этих погрешностей, главным образом, зависят ошибки определения v , поскольку влиянием погрешностей восстановления электронной плотности ($\sim 10\%$) можно в данном случае пренебречь.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Частота столкновений между электронами и нейтральными молекулами в нижней ионосфере планеты определяет сопротивление среды, испытываемое электроном при его движении. Эффективная частота столкновений — это сумма частот электрон-ионных столкновений и столкновений с нейтральными частицами [8]. Также важно выяснить роль, которую играют столкновения в ослаблении радиоволн, распространяющихся внутри D - и E -областей ионосферы. Эффективную частоту столкновений электронов можно оценить по лабораторным исследованиям подвижности электронов в атмосферных газах в сочетании с ракетными измерениями температуры и плотности частиц в верхней атмосфере Земли. Несмотря на осознание важности параметра частоты столкновений, исследования данной характеристики немногочисленны, и они носят отрывочный характер вследствие экспериментальных трудностей [9, 10]. Рассмотрим примеры восстановления вертикальных профилей эффективной частоты столкновений электронов (с использованием анализа радиозатменных данных спутников *FORMOSAT-3/COSMIC*).

На рис. 1 представлен пример такого восстановления (данные *FORMOSAT-3/COSMIC-6 GPS-22* от

22.VI.2015). Экспериментальные значения N_e восстанавливались с погрешностью $\delta N_e \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$, они показаны на рис. 1 белыми кружками. Треугольниками представлены значения коэффициента поглощения Z , которые были определены с погрешностью $\delta Z \approx 0.7 \cdot 10^{-3} \text{ дБ/км}$ [3]. С помощью формулы (2) и указанных выше экспериментальных данных вычислена эффективная частота столкновений v электронов (черные кружки). Относительная погрешность $\delta v/v$ восстановления указанных значений найдена с помощью выражения (3). Наиболее надежные результаты, полученные при восстановлении профиля $v(h)$ с относительной погрешностью меньше $\sim 100\%$, обозначены буквами на рис. 1. Величины погрешности для выделенных экспериментальных точек приведены в подписи под рисунком. Отметим, что анализируемые радиозатменные измерения были проведены сразу после начала мощных всплесков рентгеновских лучей ($\sim 16.30 \text{ UT}$ 22.VI.2015) (*англ.* Universal Time, Всемирное время) и до прихода (18.36 UT 22.VI.2015) основного КВМ (коронального выброса массы) в магнитосферу планеты, поэтому они подвержены только влиянию всплесков рентгеновского излучения, а воздействие на них геомагнитных условий основной фазы шторма здесь отсутствует [1, 3].

На рис. 2 показаны профили коэффициента поглощения $Z(h)$, электронной плотности $N_e(h)$ и эффективной частоты столкновений $v(h)$ в ионосфере планеты (данные *FORMOSAT-3/COSMIC-6 GPS-16* от 22.VI.2015). Здесь погрешность восстановления значений Z составляет $\pm 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ дБ/км}$ [3]. Два четких максимума коэффициента поглощения $(1.6 \pm 1.3) \cdot 10^{-3}$ и $(3.3 \pm 1.3) \cdot 10^{-3} \text{ дБ/км}$ зафиксированы в данном сеансе на высотах 67.8 и 63.8 км, соответственно (см. табл. 1 работы [3]). К сожалению, на указанных высотах отсутствуют данные об электронной плотности, что не позволяет определить значения v . Из рис. 2 следует, что значения коэффициента поглощения на высотах более 90 км, где имеются сведения об электронной плотности, не превышают 10^{-3} дБ/км . При этом относительная погрешность восстановления значений коэффициента поглощения на указанных высотах, очевидно, больше 100%. Поэтому точность восстановления вертикального профиля $v(h)$ в данном сеансе измерений недостаточно высока ($\delta v/v > 100\%$).

На рис. 3 представлены наиболее качественные результаты восстановления вертикального профиля $v(h)$ в сеансе радиозатменных измерений *FORMOSAT-3/COSMIC-1 GPS-30*, где поглощение сигналов ДМ-диапазона было надежно зарегистрировано. Эти измерения были проведены в 19.41 UT 22.VI.2015 и указанные результаты демонстрируют самые сильные возмущения, обусловленные как мощными всплесками рентгеновского излучения, так и изменением геомаг-

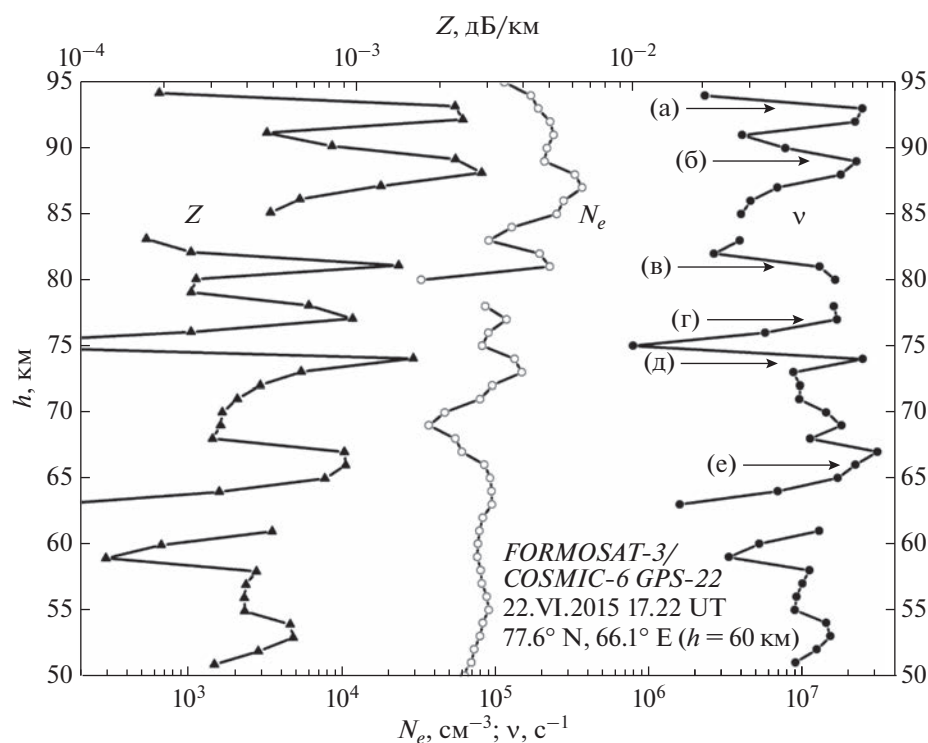


Рис. 1. Вертикальные профили коэффициента поглощения $Z(h)$ радиоволн, электронной плотности $N_e(h)$ и эффективной частоты столкновений электронов $\nu(h)$ в ионосфере Земли, полученные из анализа сеанса радиозатменных измерений *FORMOSAT-3/COSMIC-6 GPS-22* (22.VI.2015). Величины относительной погрешности $\delta\nu/\nu$ для выделенных экспериментальных точек: ~28% (а); ~25% (б); ~50% (в); ~71% (г); ~45% (д); ~75% (е).

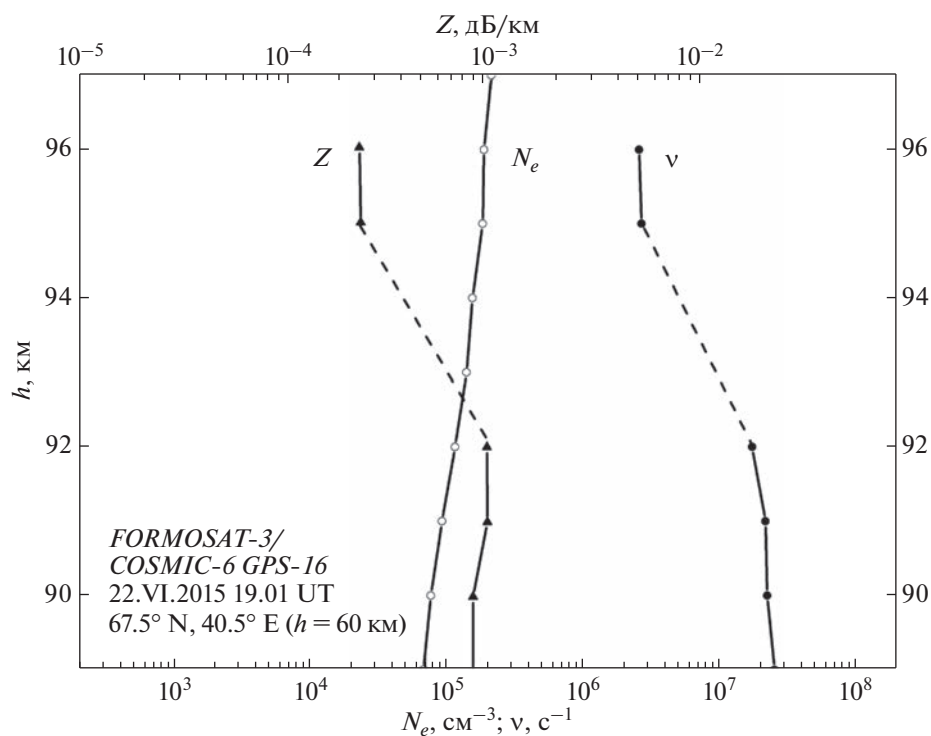


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для сеанса измерений *FORMOSAT-3/COSMIC-6 GPS-16* (22.VI.2015).

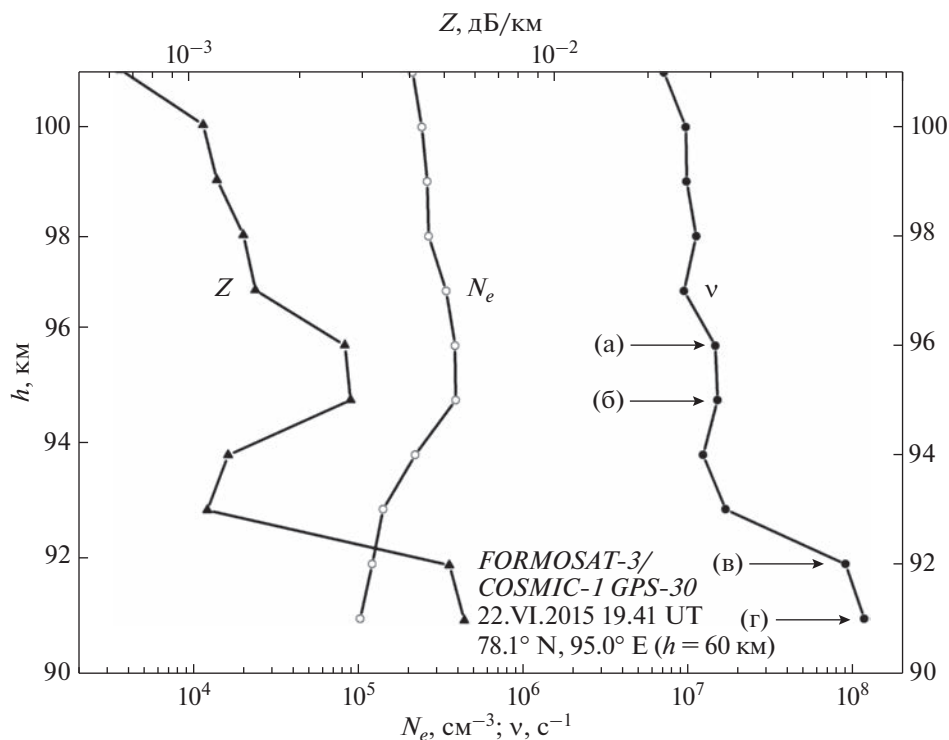


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, но для сеанса измерений *FORMOSAT-3/COSMIC-1 GPS-30* (22.VI.2015). Величины относительной погрешности $\delta\nu/\nu$ для выделенных экспериментальных точек: $\sim 50\%$ (а); $\sim 50\%$ (б); $\sim 27\%$ (в); $\sim 26\%$ (г).

нитных условий во время главной фазы шторма. Значения коэффициента поглощения Z в этом сеансе измерений определялись с погрешностью $\delta Z \approx 1.4 \cdot 10^{-3}$ дБ/км. Локальный максимум коэффициента поглощения здесь расположен на высоте 91.8 км и достигает наибольшего значения $(5.7 \pm 1.4) \cdot 10^{-3}$ дБ/км для всех анализируемых сеансов [3, 4]. Наиболее надежные результаты, полученные при восстановлении вертикального профиля $\nu(h)$, обозначены буквами, величины погрешности для выделенных экспериментальных точек приведены в подписи под рисунком. Результаты восстановления профиля $\nu(h)$ демонстрируют повышенные значения эффективной частоты столкновений $\nu \approx 10^8$ с⁻¹ электронов на высотах ~ 91 – 92 км, которые получены из анализа данных в этом сеансе измерений с достаточно высокой точностью ~ 26 – 27% .

На рис. 4 и 5 представлены данные об эффективной частоте столкновений ν электронов, полученные 23.VI.2015 во время измерений в ионосфере Земли в 05.06 UT (рис. 4) и 07.28 UT (рис. 5). Указанные времена измерений соответствуют концу главной фазы магнитной бури (~ 03.00 – 05.00 UT) [1, 3]. Как видно из представленных данных, поглощение радиоволн наблюдается довольно четко в представленных двух сеансах. При этом погрешности определения коэффициента поглощения радиоволн Z составили $\delta Z \approx 1.7 \cdot 10^{-3}$ и

$\sim 1.1 \cdot 10^{-3}$ дБ/км, соответственно. Наиболее надежные результаты при восстановлении вертикальных профилей $\nu(h)$ обозначены буквами, значения погрешности для выделенных экспериментальных точек даны в подписи под рисунком.

Сравним полученные нами результаты с данными о частоте столкновений ν_m моноэнергетических электронов, приведенными в работе [9, Fig. 1]. Авторы указанной работы утверждают, что представленные в ней результаты обобщают наиболее надежные данные, полученные разными исследователями. К сожалению, эти результаты не содержат информации по интервалу высот ~ 88 – 106 км, что затрудняет возможность сравнения наших данных и результатов работы [9]. В области пересечения данных, на высоте ~ 70 км, частота столкновений ν_m моноэнергетических электронов равна $\sim 7 \cdot 10^6$ с⁻¹ и совпадает по модулю с ларморовской частотой электронов [9, 11]. Согласно нашим данным (рис. 1), значения эффективной частоты столкновений электронов на высотах ~ 74 и ~ 66 км составляют $(\sim 2.5 \pm 1.1) \cdot 10^7$ и $(\sim 2.0 \pm 1.5) \cdot 10^7$ с⁻¹, соответственно. Таким образом, мы видим, что наши данные отличаются от результатов работы [9] примерно в три раза. Эти отличия могут быть связаны с тем, что наши измерения проводились во время сильной магнитной бури, а данные, приведенные в работе [9], от-

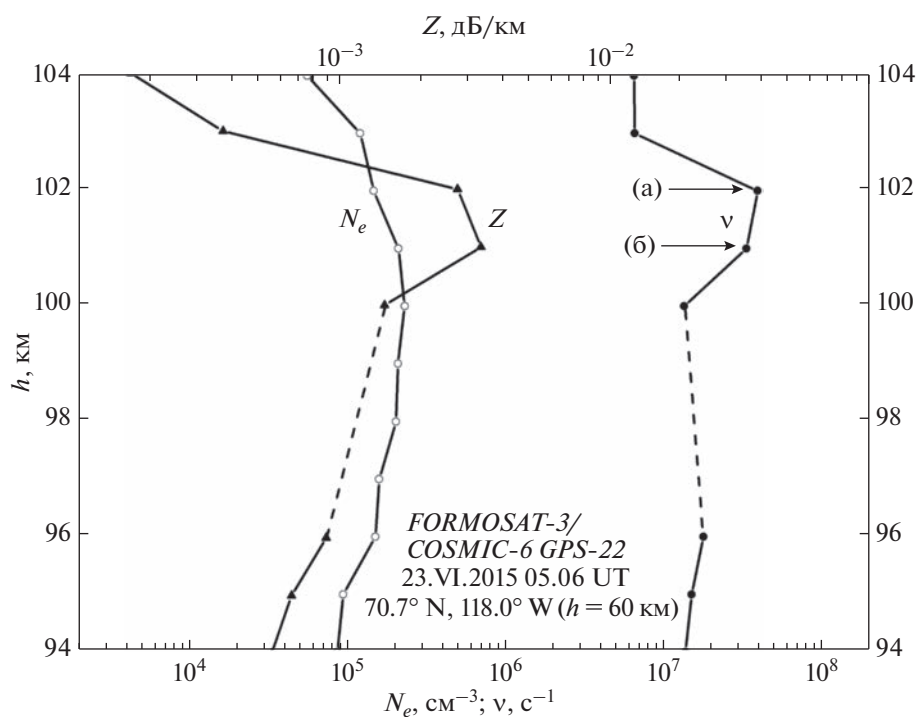


Рис. 4. То же, что и на рис. 1, но для сеанса измерений FORMOSAT-3/COSMIC-6 GPS-22 (23.VI.2015). Величины $\delta v/v$ для выделенных экспериментальных точек: ~53% (а); ~52% (б).

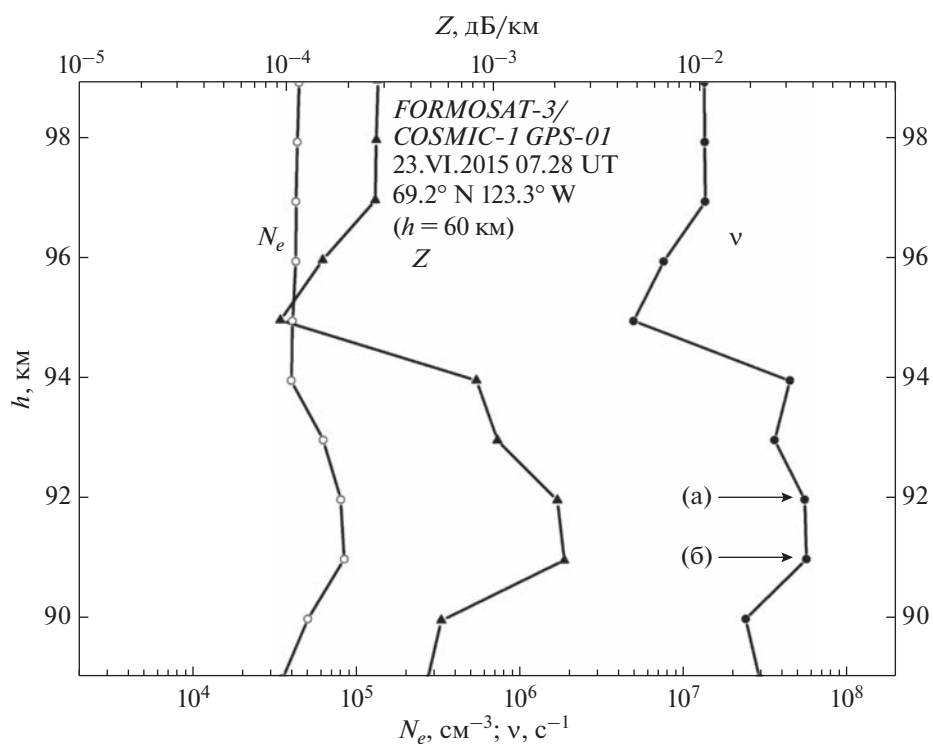


Рис. 5. То же, что и на рис. 1, но для сеанса измерений FORMOSAT-3/COSMIC-1 GPS-01 (23.VI.2015). Величины $\delta v/v$ для выделенных экспериментальных точек: ~52% (а); ~52% (б).

носятся к спокойному геомагнитному периоду в ионосфере Земли.

В работе [12] приведены и проанализированы модельные представления особенностей высотно-временных изменений частоты столкновений электронов с молекулами в невозмущенной среднеширотной *D*-области ионосферы, выполненных методом частичных отражений (ЧО) и ракетными методами. Результаты экспериментов показали, что изменение $\nu(h)$ в среднеширотной *D*-области ионосферы в течение светлого времени суток не превышают погрешностей измерений методом ЧО ($\leq 30\%$), что свидетельствует об отсутствии зависимости частот столкновений электронов с молекулами от зенитного угла Солнца. На основе многочисленных экспериментов была установлена сезонная зависимость $\nu(h)$. Так, было найдено, что на высоте 66 км, средние значения частоты столкновений для летних и зимних условий составляют $1.74 \cdot 10^7$ и $1.64 \cdot 10^7$ с⁻¹, соответственно. Приведенные значения хорошо согласуются с результатами, полученными нами на указанной высоте (рис. 1).

В работе [13, Fig. 7] профиль эффективной частоты столкновений электронов в *D*-области определялся на основе измерений радара некогерентного рассеяния и совмещенных с ними риометрических измерений. Значение эффективной частоты столкновений ν на высоте ~ 65 км составляет $\sim 10^7$ с⁻¹, что также соответствует нашим данным, учитывая погрешности восстановления ν .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам анализа радиозатменных данных разработан метод восстановления вертикальных профилей эффективной частоты столкновения электронов в *D*- и *E*-областях ионосферы Земли. С использованием данных о вертикальных профилях коэффициента поглощения ДМ-радиоволн и электронной плотности, восстановленных из анализа радиозатменных измерений *FORMOSAT-3/COSMIC*, оценена эффективная частота столкновений электронов в *D*- и *E*-областях высокоширотной ионосферы Земли во время магнитной бури 22–23.VI.2015. Практическая значимость изучения частоты столкновений электронов и эффектов поглощения радиоволн в *D*- и *E*-областях ионосферы планеты связана с обеспечением бесперебойной работы систем космической радиосвязи и навигации.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Губенко В.Н., Андреев В.Е., Кириллович И.А. и др. Радиозатменные исследования возмущений в ионосфере Земли во время магнитной бури 22–23 июня 2015 года // Геомагнетизм и аэрономия. 2021. Т. 61. № 6. С. 713–722.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021060067>
2. Губенко В.Н., Андреев В.Е., Кириллович И.А. и др. Вариации параметров радиоволн в высокоширотной ионосфере Земли на трассах спутник–спутник во время геомагнитной бури 22–23.VI.2015 // Космич. исслед. 2021. Т. 59. № 3. С. 191–195.
<https://doi.org/10.31857/S0023420621030055>
3. Губенко В.Н., Андреев В.Е., Кириллович И.А. и др. Коэффициент поглощения дециметровых радиоволн (~ 19 см) в ионосфере Земли по результатам решения обратной задачи в радиозатменных спутниковых исследованиях во время магнитной бури в июне 2015 г. // Космич. исслед. 2022. Т. 60. № 6. С. 471–478.
<https://doi.org/10.31857/S0023420622060036>
4. Andreev V.E., Gubenko V.N., Kirillovich I.A. GPS L1 signals absorption in high-latitude lower ionosphere during severe geomagnetic storm in June 2015 // J. Physics: Conference Series. 2021. V. 1991. Iss. 1. Art. ID. 012006.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1991/1/012006>
5. Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988. 518 с.
6. Friedrich M., Torkar K.M. Collision frequencies in the high-latitude *D*-region // J. Atmospheric and Terrestrial Physics. 1983. V. 45. Iss. 4. P. 267–271.
[https://doi.org/10.1016/S0021-9169\(83\)80048-8](https://doi.org/10.1016/S0021-9169(83)80048-8)
7. Spencer E., Patra S., Andriyas T. et al. Electron density and electron neutral collision frequency in the ionosphere using plasma impedance probe measurements // J. Geophysical Research. 2008. V. 113. Iss. A9. Art. ID. A09305.
<https://doi.org/10.1029/2007JA013004>
8. Горбунов М.Е. Физические и математические принципы спутникового радиозатменного зондирования атмосферы Земли. М.: ГЕОС, 2019. 290 с.
9. Belrose J.S., Hewitt L.W. Variation of Collision Frequency in the Lowest Ionosphere with Solar Activity // Nature. 1964. V. 202. Art. ID. 4929. P. 267–269.
10. Belrose J.S. The Lower Ionospheric Regions // Physics of the Earth's Upper Atmosphere / eds. Hines C.O., Paghis I., Hartz T.R., Fejer J.A. Englewood Cliffs: Prentice-Hall Inc., 1965. P. 46–72.
11. Fejer J.A. Motions of Ionization // Physics of the Earth's Upper Atmosphere / eds. Hines C.O., Paghis I., Hartz T.R., Fejer J.A. Englewood Cliffs: Prentice-Hall Inc., 1965. P. 157–175.
12. Gokov A.M., Tyrnov O.F. Modeling of the electron-molecule collision frequency variations in the undisturbed midlatitude *D*-region on the experimental basis // 24th Intern. Crimean Conf. "Microwave and Telecommunication Technology 2014" (CriMiCo'2014). P. 1099–1100.
13. Beharrell M., Honary F. A new method for deducing the effective collision frequency profile in the *D*-region // J. Geophysical Research. 2008. V. 113. Iss. A05. Art. ID. A05303.
<https://doi.org/10.1029/2007JA012650>

УДК 523.98-726

КАТАЛОГ ГЕОЭФФЕКТИВНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ СОБЫТИЙ ТЕКУЩЕГО 25-го СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА В СОВРЕМЕННОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

© 2023 г. Л. П. Забаринская^{1, *}, В. Н. Ишков^{1, 2}, Н. А. Сергеева¹

¹Геофизический центр РАН, Москва, Россия

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Московская обл., Россия

*mila@wdcb.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 29.03.2023 г.

Принята к публикации 07.04.2023 г.

Для изучения происходящих на Солнце и в межпланетном пространстве явлений и их влияния на околоземное космическое пространство, на процессы во внешних и внутренних оболочках Земли наиболее ценными становятся результаты непрерывных многолетних наблюдений за солнечной активностью. Представительная коллекция таких длительных однородных рядов систематических наблюдений, полученных мировой сетью солнечных и астрономических обсерваторий, а также космическими аппаратами, собрана в Мировом центре данных по солнечно-земной физике в Москве. В статье приведено описание накопительного интерактивного каталога основных характеристик значимых солнечных вспышечных событий текущего 25-го цикла солнечной активности.

DOI: 10.31857/S0023420623600095, EDN: CAENPE

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время экспериментальные данные о солнечной активности (СА) находят самое широкое применение в области фундаментальных и прикладных научных исследований – изучении явлений происходящих на Солнце и в межпланетном пространстве, и их влияния на процессы во внешних и, возможно, внутренних оболочках Земли.

Одним из мощных проявлений СА, влияющих на Землю, стали геоэффективные вспышечные события – процессы в солнечной атмосфере (хромосфере и короне), вызванные взрывными выделениями энергии в активных областях Солнца как с пятнами, так и без них, что связано с взаимодействием новых всплывающих магнитных потоков с уже существующим магнитным полем активных областей.

Вспышки генерируют кратковременное электромагнитное излучение в широком диапазоне длин волн от жесткого рентгеновского излучения ($\lambda \approx 10^{-9}$ см), а в очень редких случаях от гамма-излучения ($\lambda \approx 10^{-11}$ см), до километровых радиоволн (10^6 см). Частота и мощность солнечных вспышечных событий за какой-либо промежуток времени характеризуют уровень СА.

В зависимости от максимальной интенсивности рентгеновского всплеска в стандартном диапазоне длин волн (0.1–0.8 нм) или в диапазоне

энергий (12.5–1 кэВ), вспышке присваивается определенный класс, который обозначается буквами латинского алфавита: А, В, С, М и Х. Минимальный класс А1.0 соответствует мощности излучения на орбите Земли в 10^{-8} Вт/м² и при переходе в каждый следующий класс увеличивается в 10 раз. Для вспышек максимального класса Х этот поток равен или превышает 10^{-4} Вт/м². Надо отметить, что детекторы излучения, установленные на различных спутниках серии GOES (англ. Geostationary Operational Environmental Satellite) для измерения потоков рентгеновского излучения в стандартном диапазоне, имеют различные пороги насыщения, что затрудняет прямое сравнение мощных вспышечных событий. До 1976 г. этот порог интенсивности потока составлял $X \geq 5.4$ (т.е. $5.4 \cdot 10^{-4}$ Вт/м²) и, таким образом, знаменитые, несомненно, экстремальные, вспышки 4 и 7 августа 1972 г. формально имели рентгеновский балл $X \geq 5.4$. Затем, вплоть до 1996 г. порог насыщения стал уже $X \geq 12.5$, а после 1996 г. и до настоящего времени – $X \geq 17.5$. Соответственно, для самых мощных вспышек, у которых интенсивность потока превышала указанный порог, рентгеновский балл определялся условно, пропорционально времени запираания прибора.

Прямые измерения потока рентгеновского излучения осуществляются высокотехнологичны-

ми телескопами, имеющими пространственное и спектральное разрешение, установленное на космических аппаратах (обсерваториях).

КАТАЛОГИ СОЛНЕЧНЫХ АКТИВНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Большой научный интерес представляет анализ поведения параметров значимых солнечных активных событий на протяжении 11-летних циклов СА. Особое значение имеет систематизация данных о вспышках и протонных событиях и представление информации в виде серии однотипных каталогов, охватывающих продолжительные временные интервалы. В Мировом центре данных по солнечно-земной физике в Москве (МЦД по СЗФ) в разделе “Солнечная активность” опубликованы (http://www.wdcb.ru/stp/solar/solar_activity.ru.html) серии каталогов по солнечным активным явлениям и их воздействию на околоземное космическое пространство. В каталогах собрана достаточно полная информация о солнечных вспышечных событиях рентгеновского класса от M1 до $X \leq 17.5$ за 23-й и 24-й циклы СА (1996–2019) и солнечных протонных событий за 20–24-й солнечные циклы (1970–2019).

Такие каталоги позволяют сравнивать вспышечную активность и радиационную обстановку в межпланетном пространстве (в частности, вблизи Земли) разных солнечных циклов в разные эпохи СА: переходного временного интервала от эпохи повышенной к эпохе пониженной СА 23-го солнечного цикла (1996–2008) и 24-го (2009–2019) – первого цикла второй эпохи пониженной СА [1, 2]. Для каталогов солнечных протонных событий временной интервал включает в себя эпохи повышенной (солнечные циклы 20–22), пониженной СА (24-й цикл) и переходного периода между эпохами 23-го солнечного цикла.

Каталог солнечных вспышечных событий содержит для каждого события дату (год, месяц и день) и время начала, максимума и конца *полного* вспышечного события: оптической вспышки в линии $H\alpha$ ($\lambda = 656.5$ нм) и всплеска в стандартном диапазоне мягкого рентгена (0.1–0.8 нм = 12.5–1.0 кэВ). Время начала вспышечного события определяется по первому проявлению вспышки либо в линии $H\alpha$, либо в рентгене, максимум – по максимальной интенсивности рентгеновского всплеска, а конец события – по последнему времени в обоих диапазонах. Это вызвано тем, что конец рентгеновского всплеска дается по времени, когда его интенсивность спадает до половинного значения.

Далее следует рентгеновский класс и оптический (в $H\alpha$ линии) балл, интегральный поток рентгеновского излучения, координаты (гелио-

графические широта и долгота, кэррингтоновская долгота), номер активной области по системе NOAA (*англ.* National Oceanic and Atmospheric Administration, Национальное управление океанических и атмосферных исследований) (Active Region – AR), пиковый радиопоток на выбранных частотах, динамические радиовсплески (тип II и тип IV), характеристики коронального выброса вещества, время и максимальная энергия жесткого рентгеновского излучения, максимальный поток солнечных протонов и сопутствующие динамические явления в оптическом диапазоне.

В каталогах МЦД по СЗФ для самых мощных рентгеновских всплесков условные баллы не используются, а приводится реальная интенсивность согласно порогу записи приборов.

ОСОБЕННОСТИ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ КАТАЛОГА ВСПЫШЕЧНЫХ СОБЫТИЙ 25-го ЦИКЛА СА

Для успешного исследования вспышечной активности Солнца и распределения значимых вспышечных событий в активных областях для текущего 25-го солнечного цикла формируется постоянно пополняющийся (по мере поступления наблюдательных данных) накопительный каталог значимых солнечных вспышечных событий по данным наблюдений в реальном времени [3]. Каталог опубликован на сайте МЦД по СЗФ (http://www.wdcb.ru/stp/solar/solar_flare_events.ru.html).

При составлении каталога используются первичные открытые данные с сайтов нескольких центров и лабораторий. В их числе:

– Центр прогнозирования космической погоды Национального управления океанических и атмосферных исследований (*англ.* Space Weather Prediction Center NOAA). На сайте размещается в реальном времени информация о вспышечных событиях со спутников серии *GOES* (<https://www.swpc.noaa.gov/>).

– Солнечный монитор (*англ.* SolarMonitor) (<https://www.solarmonitor.org/>), организованный Группой физики Солнца Дублинского тринити-колледжа (*англ.* Solar Physics Group, Trinity College Dublin) и Дублинским институтом перспективных исследований (*англ.* Dublin Institute for Advanced Studies). Сайт содержит как актуальную (почти в реальном времени), так и архивную сводную информацию об активных областях, корональных дырах (областях в короне Солнца с открытым в межпланетное пространство магнитным полем, ответственных за высокоскоростные потоки солнечного ветра, в свою очередь ответственные за рекуррентные магнитные бури) и вспышечной активности.

– Солнечная и астрофизическая лаборатория Локхид Мартин (*англ.* Lockheed Martin Solar and As-

trophysics Laboratory, LMSAL). Это подразделение Центра передовых технологий (*англ.* Lockheed Martin Advanced Technology Center, ATC, Palo Alto) в Пало-Альто, Калифорния. Сайт содержит “последние события”, архив за более ранние даты и сводную информацию о солнечных активных областях (https://www.lmsal.com/solarsoft/latest_events/).

— Центр обработки данных NASA (CDAW Data Center — *англ.* Coordinated Data Analysis Workshop) вместе с Католическим университетом Америки (*англ.* The Catholic University of America) в сотрудничестве с Военно-морской исследовательской лабораторией (*англ.* Naval Research Laboratory) создали и поддерживают каталог данных “SOHO LASCO CME Catalog” о корональных выбросах вещества (*англ.* Coronal Mass Ejections — CMEs) (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/). *SOHO* — проект международного сотрудничества между ESA и NASA — космический аппарат для наблюдения за Солнцем (*англ.* Solar and Heliospheric Observatory), *LASCO* — широкоугольный и спектрометрический коронограф (Large Angle and Spectrometric Coronagraph).

— Центр CACTUS (*англ.* Computer Aided CME Tracking) автономно обнаруживает корональные выбросы вещества (*англ.* Coronal mass ejections — CME) в последовательностях изображений от *LASCO*, с помощью специального программного обеспечения автоматически генерирует список CME в реальном времени и публикует на сайте (<http://sidc.be/cactus/>). Данные этого Центра используются как предварительные.

Также используются данные космических аппаратов *GOES*, *RHESSI* (*англ.* Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager) и *FERMI* из Центра космических полетов имени Годдарда NASA (Goddard Space Flight Center NASA) (<https://umbra.nascom.nasa.gov/goes/>, <https://umbra.nascom.nasa.gov/goes/>, https://hesperia.gsfc.nasa.gov/fermi_solar/).

В отличие от каталогов 23-го и 24-го циклов СА, каталог, формируемый для текущего 25-го солнечного цикла, стал интерактивным. Для удобства работы он снабжен системой гиперссылок для активных областей (AR), позволяющих переходить на страницу сайта Лаборатории космических наук Малларда (*англ.* Mullard Space Science Laboratory) (http://helio.mssl.ucl.ac.uk/helio-vo/solar_activity/arstats/), где размещена подробная информация об эволюции активной области, в которой произошло выбранное вспышечное событие, с характеристиками группы пятен, и вспышечной активности за все время прохождения ее по видимому диску Солнца. В качестве примера на рис. 1 отмечено событие, произошедшее в 15 ч 17 мин 28 октября 2021 г. Это единственное вспышечное событие 25-го солнечного цикла, проявившееся на наземных нейтронных

мониторах Ground Level Event. Показан переход на страницу с информацией о соответствующей активной области, где справа приводится таблица с основными характеристиками группы пятен, количество вспышек по классам рентгеновского излучения на каждый день прохождения ею видимого диска Солнца. Под таблицей приведены адреса других активных явлений сопровождающих данное вспышечное событие. Слева приведены графики:

— верхний график: изменения площади пятен в миллионных долях полусферы (левая ось ординат) и сложности магнитной конфигурации (правая ось ординат);

— средний график: временное распределение вспышек по рентгеновским классам;

— нижний график: прямая запись рентгеновского излучения в диапазонах 0.1–0.8 нм (верхняя красная кривая) и 0.05–0.4 нм (нижняя синяя кривая) с рентгеновскими классами по оси ординат.

Такой способ представления данных был отрабатан на Каталогах солнечных протонных событий 23-го и 24-го циклов СА [4, 5], ресурс которых был намного сложнее, так как требовал перехода от содержания к году, когда произошло выбранное протонное событие, и затем к самому событию (рис. 2), включающему в себя:

— полные временные характеристики потока протонов всех доступных энергий от 5 МэВ до гигаэлектронвольт (наземные нейтронные мониторы),

— таблицы и графики интенсивности потоков солнечных протонов и электронов в разных диапазонах энергий со всех доступных космических аппаратов;

— основные характеристики источника частиц, солнечного вспышечного события в оптическом и рентгеновском (от мягкого до жесткого) диапазонах,

— основные параметры сопутствующего радиоизлучения (МГц и кГц) на принятых Службой Солнца частотах и его спектральные характеристики;

— основные характеристики динамических явлений в оптическом диапазоне, которые *генерируются во время и/или сопровождают процесс* энерговыделения вспышечного события, такие как корональные выбросы вещества, выбросы солнечных волокон, спреи, распространение ударных волн от места энерговыделения и т.д.

Все каталоги солнечных вспышечных событий с 23-го по 25-й циклы СА имеют одинаковую форму представления информации. В каждом каталоге перед данными дано подробное описание всех параметров вспышечного события, включенных в каждую строку каталога. Массив

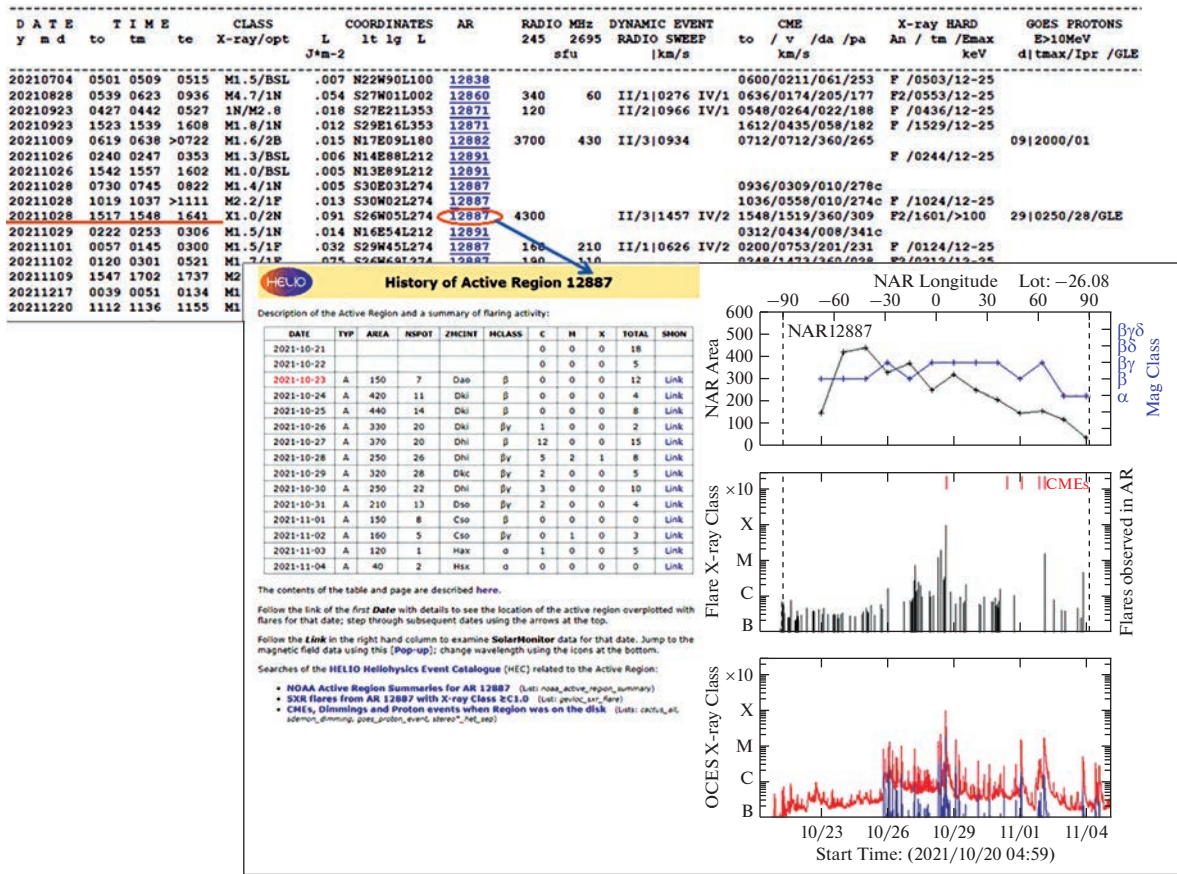


Рис. 1. Фрагмент каталога солнечных вспышечных событий 25-го цикла СА с активными ссылками для перехода на сайт Лаборатории космических наук Малларда [http://helio.mssl.ucl.ac.uk/helio-vo/solar_activity/arstats/] с подробной информацией об эволюции самой активной области с характеристиками группы пятен (таблица слева), ее развитии и вспышечной активности (графики справа).

данных разделен на части по годам. Каждый каталог представлен на сайте МЦД по СЗФ в двух видах: текстовом файле txt в кодах ASCII и файле в формате pdf. Перед публикацией проведена проверка всех строк каталогов на соответствие формату, соблюдение хронологии в последовательности строк, на отсутствие недопустимых символов.

Так как в каталоге приводятся все значимые (в рамках определения) вспышечные события выбранной активной области, появляется возможность быстро выделить в ней все периоды вспышечного энерговыделения и, соответственно, разделить вспышечные события по родительским новым всплывающим магнитным потокам. Обычно последние отделяются друг от друга временным интервалом ≥ 1 сут.

Используя информацию, содержащуюся в каталогах солнечных вспышечных событий, можно сопоставить пятнообразовательную и вспышечную активность Солнца на протяжении 11-летних циклов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мировой центр данных по СЗФ, публикуя на своем сайте новые базы или наборы данных, стремится применять современные информационные технологии и методы организации и представления данных, обеспечивающие пользователям свободный доступ к данным, удобную работу с ними и возможность цитирования данных.

Каждому каталогу солнечных вспышечных событий присвоен цифровой идентификатор объекта DOI (англ. Digital Object Identifier), зарегистрированный агентством Crossref, позволяющий легко находить их в сети Интернет, так как DOI – ссылка на постоянное местонахождение каталога и его описание, представленное в репозитории проекта “База данных по наукам о Земле” (англ. Earth Science Data Base) (http://esdb.wdcb.ru/) Геофизического центра РАН. При использовании данных из каталогов для исследований в публикациях необходимо ссылаться на них с указанием DOI так же, как и на другие научно-исследовательские источники информации.

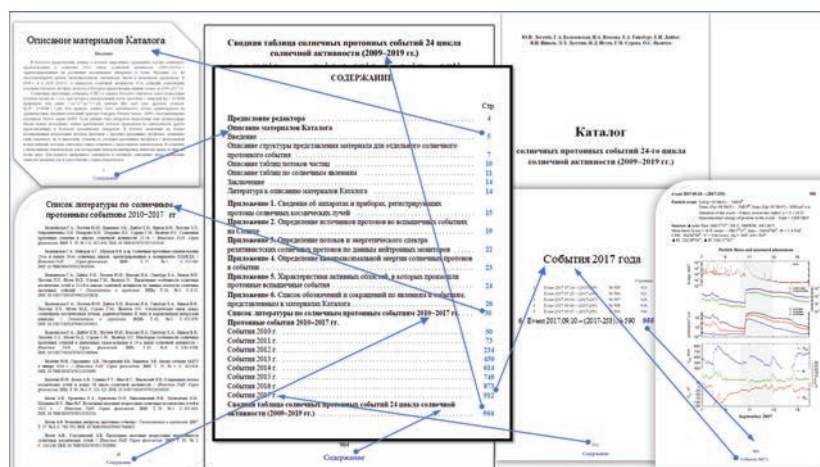


Рис. 2. Пример более сложного по структуре Каталога протонных событий за 24-й цикл солнечной активности и схема “линков”, обеспечивающих возможность перехода между отдельными частями Каталога и быстрый поиск нужных событий, их характеристик и библиографии.

Для каталогов солнечных вспышечных событий, как и для многих других данных, опубликованных на сайте МЦД по СЗФ, используется международная лицензия Creative Commons BY-NC (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/deed.ru>). Согласно этой лицензии, устанавливаются два условия использования данных: указывать автора данных и запрет на коммерческое использование данных в целях получения прибыли.

Работа выполнена в рамках государственного задания Геофизического центра РАН, утвержденного Минобрнауки России. В работе использовались оборудование и данные, предоставленные ЦКП “Аналитический центр геомагнитных данных” Геофизического центра РАН (<http://ckp.gcras.ru/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ishkov V.N.* The Catalog of Solar Flare Events with X-ray Class M1–X > 17.5 for XXIII cycle of Solar Activity (1996–2008) / Earth Science DataBase repository Geo-

physical Center RAS. 2008.

<https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD-FE-01>

2. *Ishkov V.N.* Preliminary Current Catalog of Solar Flare Events with X-ray Classes M1–X > 17.5 XXIV Cycle of Solar Activity / Earth Science DataBase repository Geophysical Center RAS. 2018.
<https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD-FE-02>
3. *Ишков В.Н.* Накопительный каталог солнечных вспышечных событий рентгеновского класса M1–X > 17.5 25-го цикла солнечной активности (1.2020–VI.2030) / Earth Science DataBase repository ГЦ РАН. 2023.
<https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD-FE-03>
4. *Логачёв Ю.И., Базилевская Г.А., Вашенюк Э.В. и др.* Каталог солнечных протонных событий 23-го цикла солнечной активности (1996–2008) / Earth Science DataBase repository ГЦ РАН. 2016.
<https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD-P-001-RU>
5. *Логачёв Ю.И., Базилевская Г.А., Дайбог Е.И. и др.* Каталог солнечных протонных событий 24-го цикла солнечной активности (2009–2019) / Earth Science DataBase repository ГЦ РАН. 2022.
<https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD-008>

УДК 533.951+537.86+537.876

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ ТОКОВ НА ЭЛЕКТРОННУЮ КОНЦЕНТРАЦИЮ В ИОНОСФЕРЕ: СОПРЯЖЕННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СПУТНИКОВ *SWARM* И РАДАРА *ESR*

© 2023 г. Р. Ю. Лукьянова*

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*renata@aari.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 22.03.2023 г.

Принята к публикации 24.03.2023 г.

Представлены результаты сопряженных измерений КА *SWARM* и европейского радара некогерентного рассеяния на Шпицбергене для двух событий одновременных наблюдений: в ночной ионосфере во время активации суббури 9.I.2014 и в дневной ионосфере в спокойных условиях 5.II.2017. Бортовые магнитометры КА *SWARM* обеспечивают измерения плотности продольных токов над ионосферой. Радар, находящийся в это время под траекторией пролета, измеряет вертикальное распределение электронной концентрации N_e . Эксперименты показали, что в ночных возмущенных условиях в месте вытекающего из ионосферы продольного тока плотность плазмы увеличивается по всей толще ионосферы, и изменение N_e находится в согласии с теоретическими оценками. В дневной спокойной ионосфере N_e увеличивается только в F -слое, но практически не изменяется в слое E . Различия могут быть обусловлены тем, что в первом случае носители направленного вверх тока представлены всем энергетическим спектром авроральных электронов 1–10 кэВ, а во втором — только низкоэнергичной частью.

DOI: 10.31857/S0023420623600083, EDN: BZJNFS

ВВЕДЕНИЕ

Продольный электрический ток (ПТ), который протекает вдоль силовых линий геомагнитного поля $\mathbf{B}$, играет основную роль в передаче энергии между солнечным ветром, магнитосферой и ионосферой. Спутниковые наблюдения выявили глобальное распределение ПТ в ионосфере, а также позволили определить механизмы генерации ПТ в магнитосфере. Крупномасштабная система ПТ включает токи зоны 1, которые связывают внешние слои магнитосферы с высокоширотной ионосферой, и расположенные экваториальные токи зоны 2, которые соединяют внутреннюю магнитосферу с авроральной ионосферой [1]. Плотность крупномасштабных ПТ обычно составляет порядка $1 \text{ } \mu\text{A}/\text{m}^2$. Однако токовые слои неоднородны, в них встроены токи малых пространственных масштабов, но большой интенсивности, порядка $10\text{--}100 \text{ } \mu\text{A}/\text{m}^2$ [2, 3].

Носителями ПТ являются электроны, обладающие малой массой и большой подвижностью вдоль $\mathbf{B}$. Направленные вверх (вытекающие из ионосферы) ПТ соответствуют нисходящему электронному тепловому потоку, тогда как втекающие в ионосферу ПТ сопровождаются уходящим электронами. В области вытекающих ПТ происходит

увеличение электронной плотности и соответствующее повышение проводимости. В области втекающего ПТ имеет место уменьшение числа электронов. Для замыкания ионосферного тока, соединяющего области с разными проводимостями, в месте втекающего ПТ электрическое поле должно быть больше, чем в месте вытекающего. Это явление считается одной из общих черт дуг полярных сияний, оно наблюдалось с помощью сочетания оптических методов с радарными и спутниковыми измерениями (напр., [4, 5]). В ионосфере ПТ замыкаются за счет токов Педерсена, носителями которых являются в основном ионы. Таким образом, возникает трехмерная токовая система, а в области втекания и вытекания ПТ в ионосферной плазме должно происходить локальное изменение плотности плазмы.

Теоретические оценки изменений электронной концентрации (N_e) были сделаны на основе решения уравнений для движения ионосферной плазмы и замыкания токов [6–8]. Однако, за годы, прошедшие со времени появления этих работ, так и не появилось экспериментальных подтверждений данного эффекта. Это связано с тем, что в эксперименте необходимо иметь данные одновременных измерений плотности ПТ и верти-

кального профиля Ne. Прямые измерения ПТ над ионосферой могут быть проведены только с помощью низкоорбитальных космических аппаратов (КА), а распределение Ne по высоте может быть получено только с помощью радара некогерентного рассеяния, находящегося в это время под траекторией пролета. Поскольку фактически есть только два высокоширотных некогерентных радара — на архипелаге Шпицберген и на Аляске, а на полярной орбите в настоящее время находится только КА *SWARM*, и эти две измерительные структуры не проводят скоординированных экспериментов, обеспечить нужное сочетание наблюдений весьма сложно. Тем не менее, используя открытую базу данных измерений европейского радара ESR и КА *SWARM*, удалось отобрать несколько репрезентативных событий. Цель данной работы — изучить влияние ПТ на профиль электронной концентрации с помощью сопряженных наблюдений КА *SWARM* и радара EISCAT ESR (англ. European Incoherent Scatter Scientific Association — EISCAT Svalbard Radar) во время избранных репрезентативных событий.

1. СПУТНИКИ *SWARM* И РАДАР НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ ESR

Группировка *SWARM*, состоящая из трех идентичных КА, находится на низкой полярной орбите с 2014 г. Два КА, *SW-A* и *SW-C*, летят на высоте 420 км параллельно друг другу на расстоянии $0.5^\circ \dots 1.5^\circ$ по долготе; наклонение орбиты 87.4° . Орбита третьего КА, *SW-B*, лежит в другой меридиональной плоскости (наклонение 88°) на высоте 500 км. Постепенно смещаясь, за 7...10 мес. траектории спутников покрывают все долготные сектора земного шара. Все три КА *SWARM* оснащены идентичной аппаратурой. Основным модулем является комплекс для магнитных измерений: высокочувствительный векторный и скалярный магнетометры для определения величины и направления полного вектора и вариаций геомагнитного поля с точностью до 0.1 нТл и частотой 1 Гц. В высоких широтах вертикально направленный ток создает магнитное поле, вектор которого лежит в горизонтальной плоскости. Если траектория КА пересекает ПТ, бортовой магнитометр кроме главного поля измеряет магнитные вариации, по величине которых вычисляется плотность тока. Рассчитанная по стандартному алгоритму [9] плотность ПТ является одним из параметров, входящих в базу данных *SWARM*. Помимо магнитометрической аппаратуры КА оснащены ленточными зондами для измерения плотности и температуры электронной компоненты ионосферной плазмы. Данные *SWARM*, структурированные по суточным файлам, представлены на сайте Европейского космического агентства.

Радары европейской научной системы EISCAT предназначены для исследования ионосферы путем излучения радиосигнала на 500 МГц и получения сигнала обратного рассеяния, по которому можно сделать вывод о физических параметрах ионосферы, таких как характеристики Ne, температура электронов и ионов, скорость ионов на луче зрения в диапазоне от 90 до 400 км. Самый северный из радаров — ESR (Европейский некогерентный радар) расположен на архипелаге Шпицберген (78.2° с.ш., 16° в.д.). Он измеряет характеристики ионосферной плазмы вблизи границы полярной шапки. Система состоит из двух антенн: одна диаметром 42 м неподвижна и направлена вдоль местной линии геомагнитного поля (азимут 184° , угол наклона 82.1°), вторая, диаметром 32 м, полностью управляемая. Периодически большая антенна выполняет измерения по общей программе CP (режим ipu). В этом режиме получают ряды высотных профилей ионосферных параметров при зондировании вдоль силовой линии геомагнитного поля. Для оценки плотности и температуры электронов, температуры и скорости ионов в пределах прямой видимости луча с разрешением 1 мин на высотах 100–400 км с разделением на 32 диапазона используется стандартное программное обеспечение GUI SDAP [10]. Онлайн база данных MADRIGAL содержит данные наблюдений во время сеансов работы ESR с 1996 г.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАДАРНЫХ И СПУТНИКОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Для поиска событий сопряженных спутниковых измерений ПТ и радарных измерений вертикального профиля Ne из базы данных *SWARM* были отобраны траектории пролетов, проходящие над локацией ESR на расстоянии не более, чем 2° по широте (~ 60 км). Затем для этих событий были проверена база данных ESR на предмет проведения в это время сеансов 42-метровой антенны. В данном разделе рассмотрены два репрезентативных события сопряженных измерений, одно из которых (5.II.2017) происходило в магнитоспокойный период, а второе (9.I.2014) — во время активации суббури. На рис. 1 для этих двух дней показаны значения локального индекса аврорального электроджета, IE, который вычисляется по данным скандинавской меридиональной цепочки магнитометров IMAGE.

2.1. Событие 5.II.2017

В этот день траектории пролета тандема КА *SW-A* и *SW-C* проходили вблизи локации ESR в 15.20–15.30 мирового времени (UT). *SW-C* опережал *SW-A* на 4 с и находился примерно на один градус долготы ближе к лучу радара. На рис. 2 по-

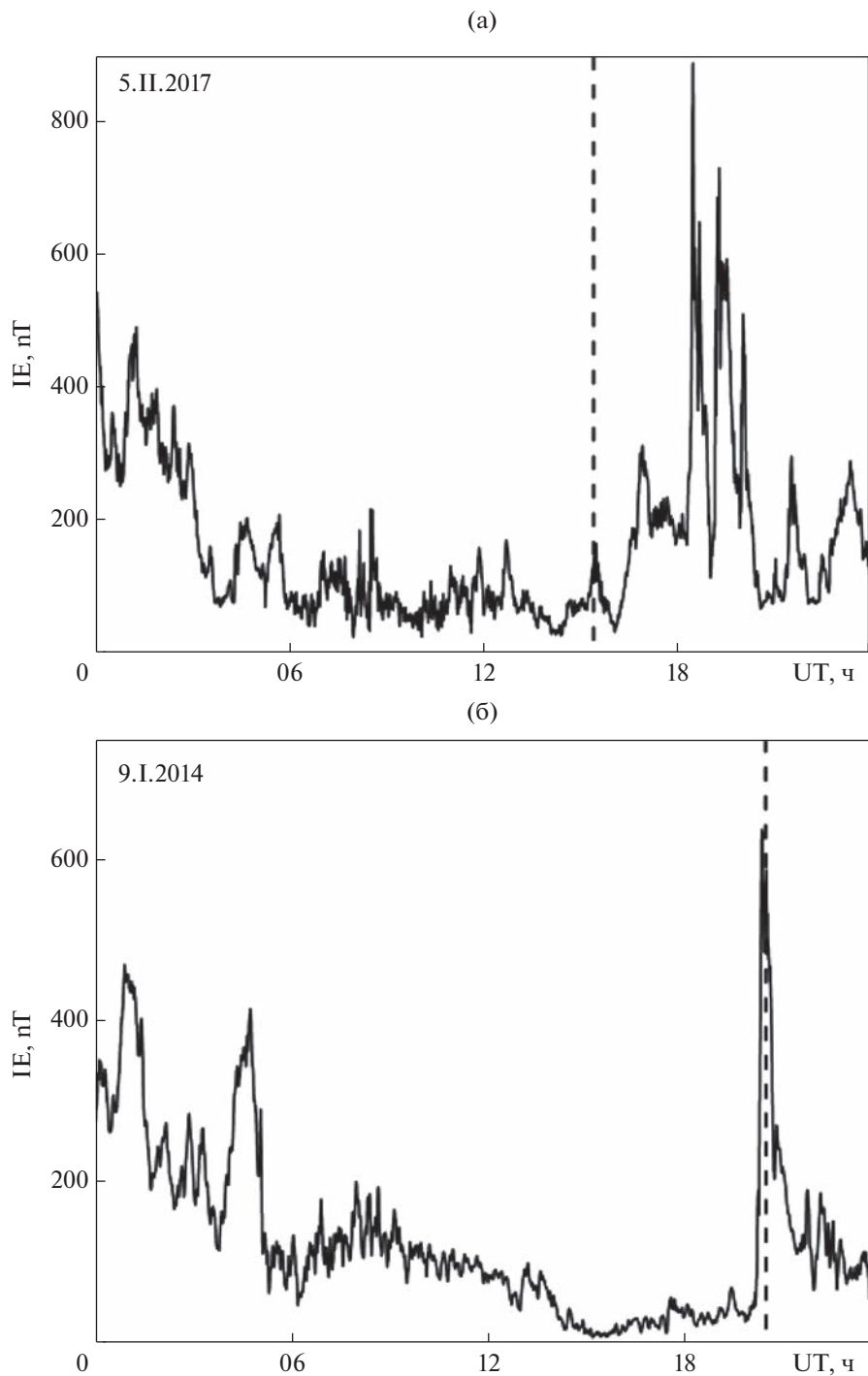


Рис. 1. IE индекс 5.II.2017 и 9.I.2014. Вертикальными пунктирными линиями показаны моменты нахождения КА *SWARM* над радаром ESR.

казана часть траектории пролета тандема КА в прямоугольнике, ограниченном географическими координатами 65° – 85° с.ш. и 5° – 27° в.д. (рис. 2а), а также полярная проекция траектории в геомагнитных координатах (рис. 2б). Полярная проекция наложена на картину крупномасштабных ПТ, полученную по данным *AMPERE* (англ. Active Mag-

netosphere and Planetary Electrodynamics Response Experiment). В рамках проекта *AMPERE* через веб портал доступны карты распределения плотности ПТ в высокоширотной области с 10-минутным разрешением. Карты построены по измерениям вариаций магнитного поля инженерными магнитометрами спутниковой группировки *Iridium*

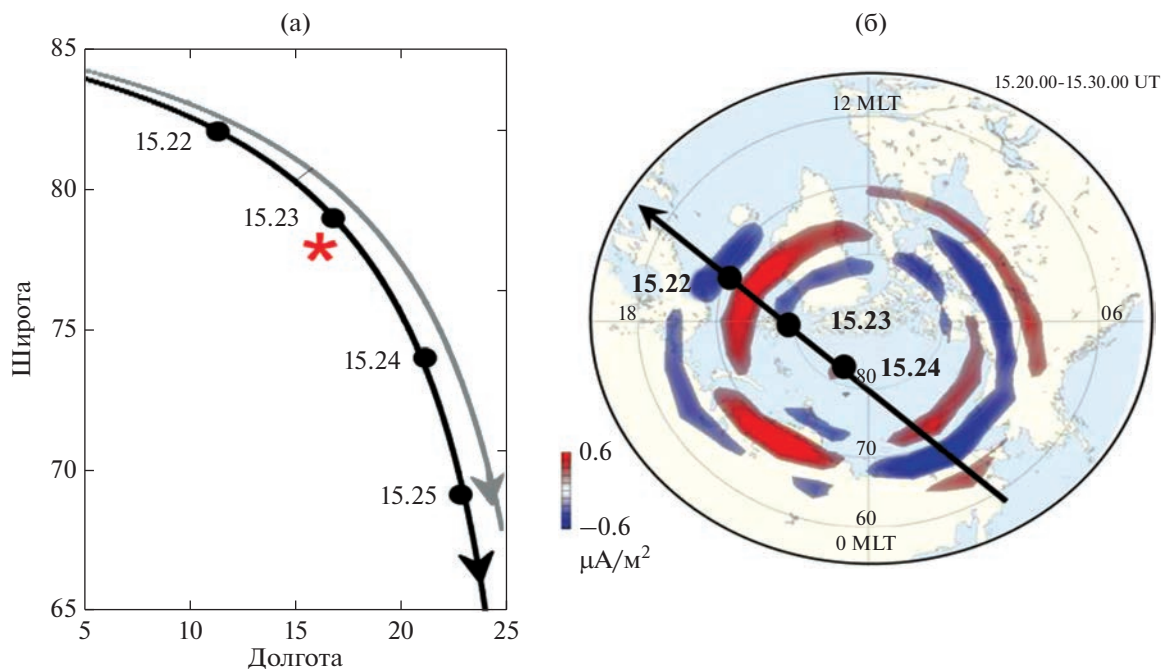


Рис. 2. (а) Траектории пролета КА *SW-A* (серая линия) и *SW-C* (черная линия) в 15.22–15.25 UT 5.II.2017; географические координаты; звездочкой обозначена локация радара ESR; (б) Ионосферная проекция ПТ по данным *AMPERE* (красный цвет – вытекающий из ионосферы ток, синий цвет – втекающий в ионосферу ток), усредненная за интервал 15.20–15.30 UT, и траектория пролета КА (черная линия и минутные реперные точки); координаты местное геомагнитное время (MLT)–геомагнитная долгота.

Communication, состоящей из более чем 70 КА на околополярной орбите [11]. На рис. 2б можно видеть, что к югу от Шпицбергена расположен крупномасштабный вытекающий ПТ с плотностью до $0.6 \mu\text{A}/\text{m}^2$. КА *SW-A* и *SW-C* пролетают вблизи луча ESR примерно в середине минуты 15.23 UT, а зону вытекающего ПТ попадают в конце этой минуты.

Параметры продольного электрического тока, рассчитанные по измерениям бортовых магнитометров КА *SW-A* и *SW-C*, представлены на рис. 3. Для выявления крупномасштабных структур исходные одnogерцовые значения усреднены по 31 точке. Наблюдение обоих спутников указывает на то, что крупномасштабный втекающий (считающийся положительным) ПТ с плотностью до $0.8 \mu\text{A}/\text{m}^2$ расположен примерно между 66° и 70° широты, а вытекающий (считается отрицательным) немного меньшей плотности – между 73° и 79° . Мгновенные (1 с) значения ПТ достигали $4 \mu\text{A}/\text{m}^2$. Ближайший к радару отрезок траектории КА находится в зоне вытекающего из ионосферы тока.

В этот день радарные наблюдения проводились по программе СР в режиме *iru* с 13.00 до 18.00 UT. На рис. 4а представлены одномоментные вертикальные профили N_e , измеренные в период с 15.21 по 15.28 UT. Можно видеть, что в 15.23 на высотах F -слоя, 250–300 км, наблюдается резкое увеличение N_e до $1.4 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$. Небольшое увеличение плот-

ности заметно и ниже, в диапазоне 170–220 км. Момент времени соответствует как раз пересечению спутниками зоны ПТ, вытекающего из ионосферы. Для количественной оценки изменения N_e на рис. 4б выделены три профиля: центральный в 15.23 UT и усредненные за три предыдущие и три последующие минуты. Разность между центральным и соседними, предыдущим и последующим, профилями в максимуме N_e на высоте 260 км составляет, соответственно, $2.5 \cdot 10^{10}$ и $7 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$. Различия заметны и на больших, и на меньших высотах. В слое E они равны нескольким десяткам долям единицы.

Следует отметить, что усреднение радиолокационных и спутниковых данных вносит некоторую неопределенность в результат их сравнения. На высоте F -слоя диаметр объема, наблюдаемого радаром, составляет около 2 км, наклон луча смещает область засветки примерно на 50 км к югу от локации антенны. В зональном направлении радар поворачивается вместе с Землей со скоростью примерно 15 км/мин, и постепенно луч может выходить из области, занятой ПТ. Время интегрирования радиолокационных данных, необходимых для получения приемлемого отношения сигнал/шум – 1 мин. Длина проекции 1-минутного отрезка траектории спутника, летящего вдоль меридиана – порядка 200 км. Очевидно, что усредненные по пространству и времени данные

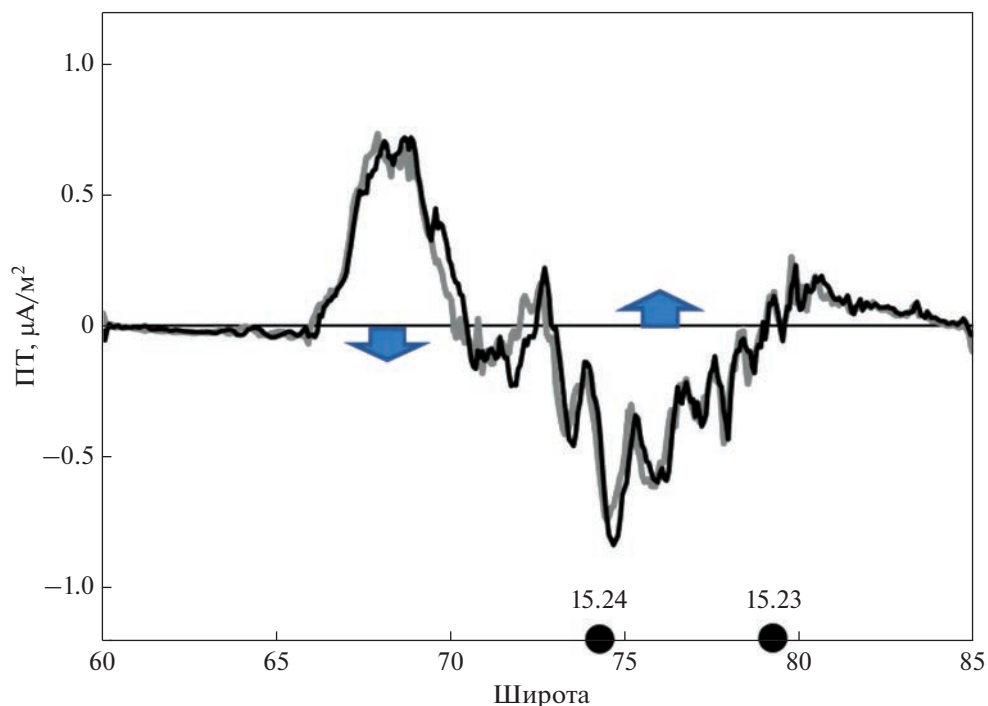


Рис. 3. Плотность ПТ по измерениям КА *SW-A* (серая линия) и *SW-C* (черная линия) 5.11.2017. Стрелкой, направленной вниз (вверх), обозначен ПТ, втекающий в ионосферу (вытекающий из ионосферы). На оси X точками обозначены минуты, когда КА *SW-C* находился вблизи ESR.

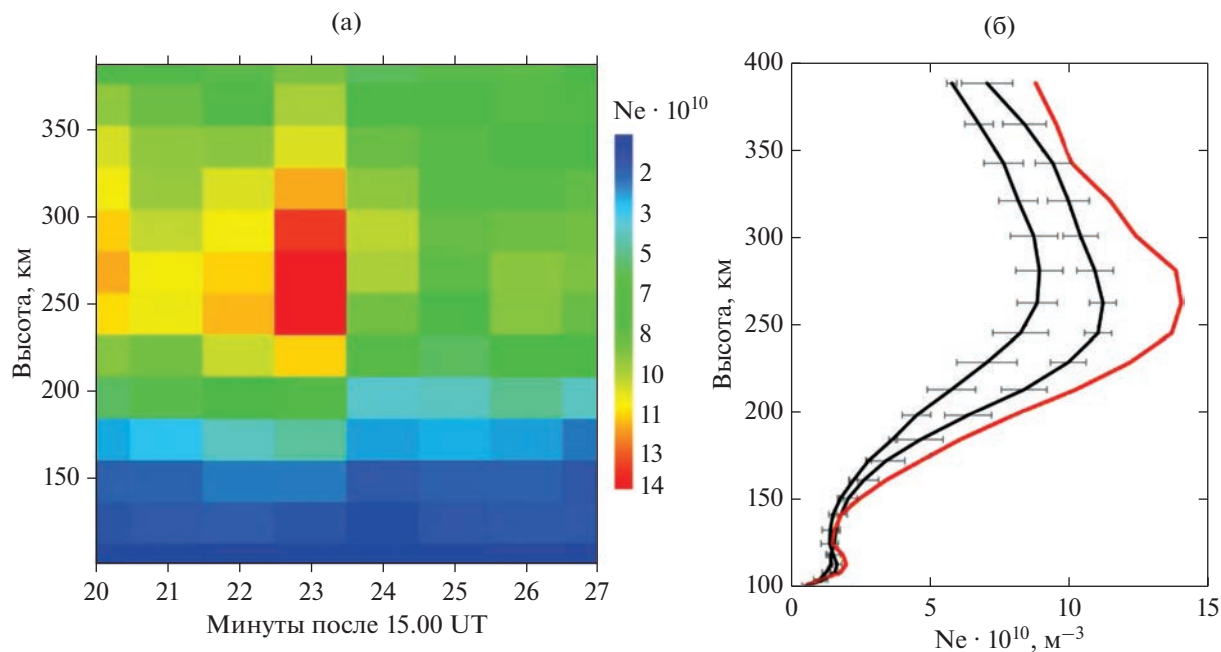


Рис. 4. (а) Высотное распределение N_e в 15.20–15.27 UT 5.11.2017; (б) Вертикальный профиль N_e в 15.23 UT (красная линия) и профили, усредненные за три предыдущие и три последующие минуты (линии со стандартным отклонением).

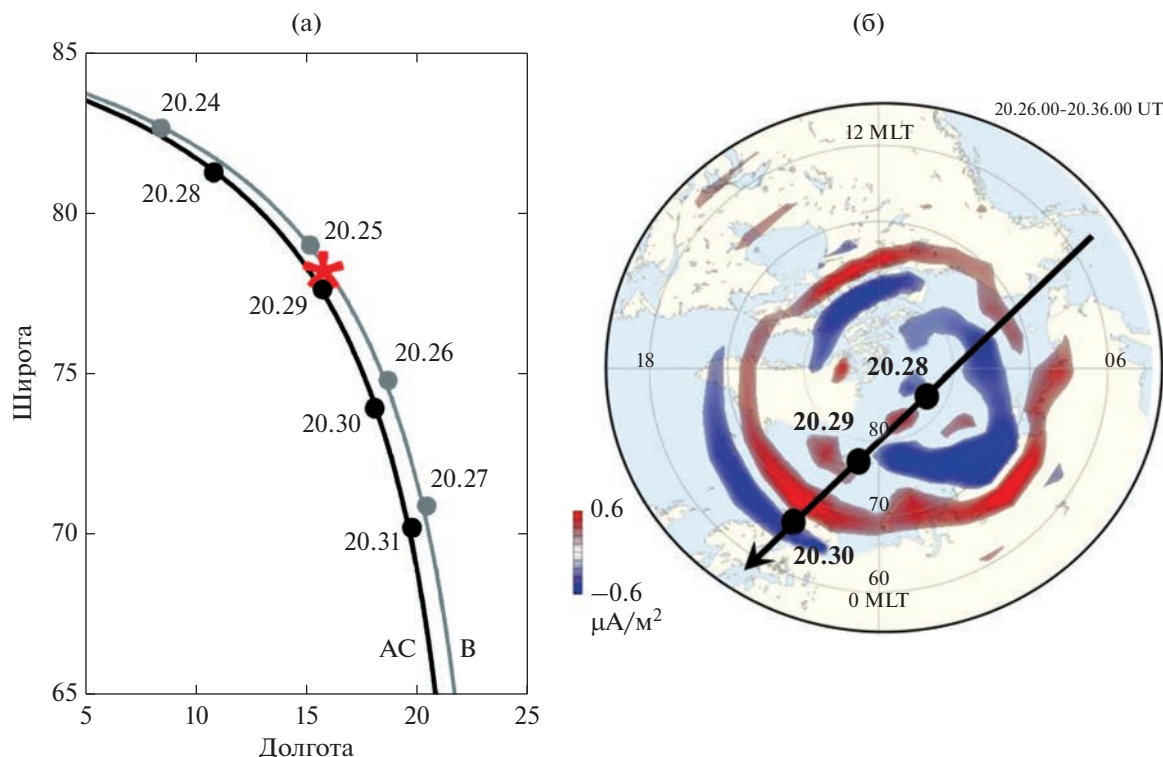


Рис. 5. (а) Траектории пролета и минутные реперные точки КА *SW-A* и *SW-C* (общая черная линия) и *SW-B* (серая линия) 9.1.2014 в географических координатах; звездочкой обозначена локация радара ESR; (б) Ионосферная проекция ПТ по *AMPERE* (красный цвет — ПТ, вытекающий из ионосферы, синий цвет — ПТ, втекающий в ионосферу), усреднение за 20.26–20.36 UT и траектория пролета КА (черная линия); координаты MLT-геомагнитная долгота.

радарных измерений не обязательно соответствуют какой-либо из мелкомасштабных форм ПТ, наблюдаемых со спутника. Однако, если ПТ сохраняет свое основное направление (ток втекающий или вытекающий) в течение минуты, по которой усредняется N_e , то сравнение можно считать достаточно корректным.

2.2. Событие 9.1.2014

В этот день пролет спутников над радаром, работающим в режиме СР, совпал с пиком активации суббури, а траектория проходила через предполуночный сектор местного времени. В 20.29 UT В возмущенных условиях структура ПТ, особенно мелкомасштабная, нестабильна и может меняться быстро. На рис. 5 показана часть траектории пролета КА *SWARM* вблизи луча ESR (рис. 5а) и полярная проекция крупномасштабных ПТ по *AMPERE* (рис. 5б). В начальный период миссии *SWARM* до начала процедуры сепарации орбит в конце зимы 2014 г. все три КА летели вблизи друг друга. Поэтому графически траектории *SW-A* и *SW-C* совмещаются в одну линию. Траектория *SW-B* проходит немного восточнее, и этот КА опережает тандем на несколько секунд. Усредненная картина ПТ на рис. 5б показывает, что в

точке траектории в 20.29 UT ESR находится в области расслоившегося крупномасштабного вытекающего ПТ. В 20.30 UT КА пересекают зону вытекающего тока. Когда Земля вращается, и развивается суббуря, положение радара может смещаться туда и обратно между зонами 1 и 2 с ПТ противоположного направления. Пролетая через ночную часть авроральной зоны, спутники наблюдают множество мелкомасштабных структур, встроенных в крупномасштабные ПТ.

На рис. 6 представлены усредненные по 31 точке плотности токов по данным *SW-C* и *SW-B*. Наблюдаются три слоя крупномасштабных ПТ: втекающий ток с плотностью до $2 \mu\text{A}/\text{m}^2$ расположен примерно между 77° и 79° широты, вытекающий ток сравнимой плотности — между 71° и 77° . Ближайшая к траектории позиция радара находится в зоне вытекающего из ионосферы тока. Исходные секундные значения ПТ (не показаны) достигали 10 и более $\mu\text{A}/\text{m}^2$. Такие величины могут регистрироваться КА *SWARM* над дугами и лучами полярных сияний во время суббурь [12].

В день 9.1.2014 радарные наблюдения проводились по программе СР в режиме иру в течение всего дня. На рис. 7а представлены последовательные 1-минутные вертикальные профили N_e , измеренные в период с 20.21 по 20.38 UT. В 20.29 UT во

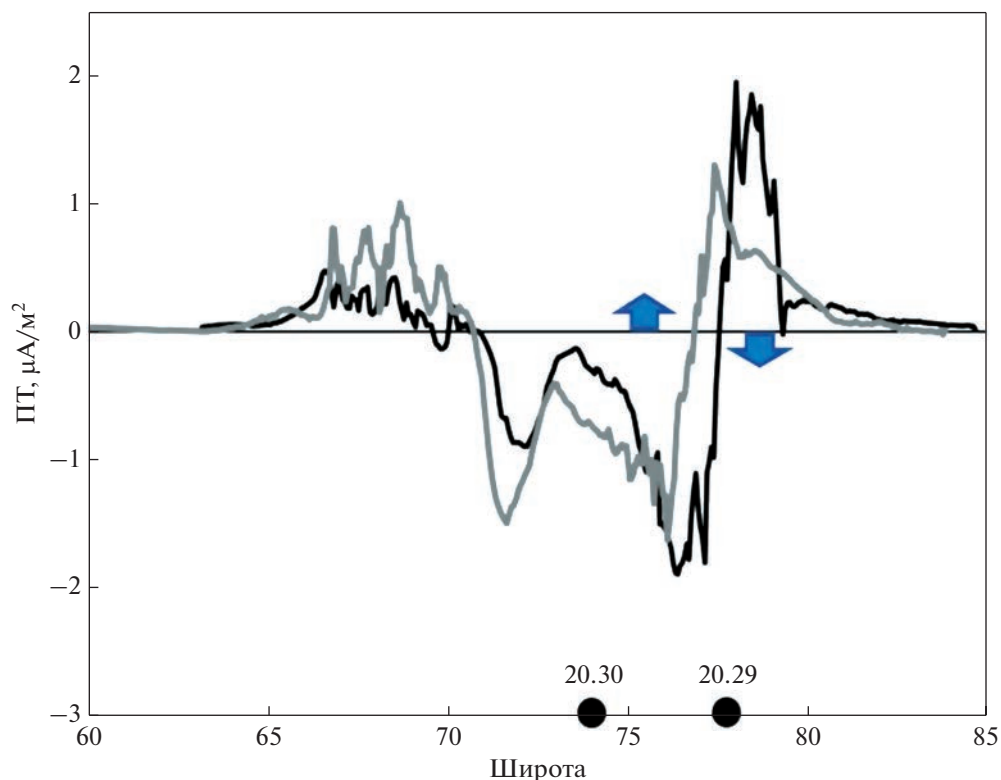


Рис. 6. Плотность ПТ по измерениям КА *SW-A* (серая линия) и *SW-C* (черная линия) 9.I.2014. Стрелкой, направленной вниз (вверх), обозначен ПТ, втекающий в ионосферу (вытекающий из ионосферы). На оси X точками обозначены минуты, когда КА *SW-C* находился вблизи ESR.

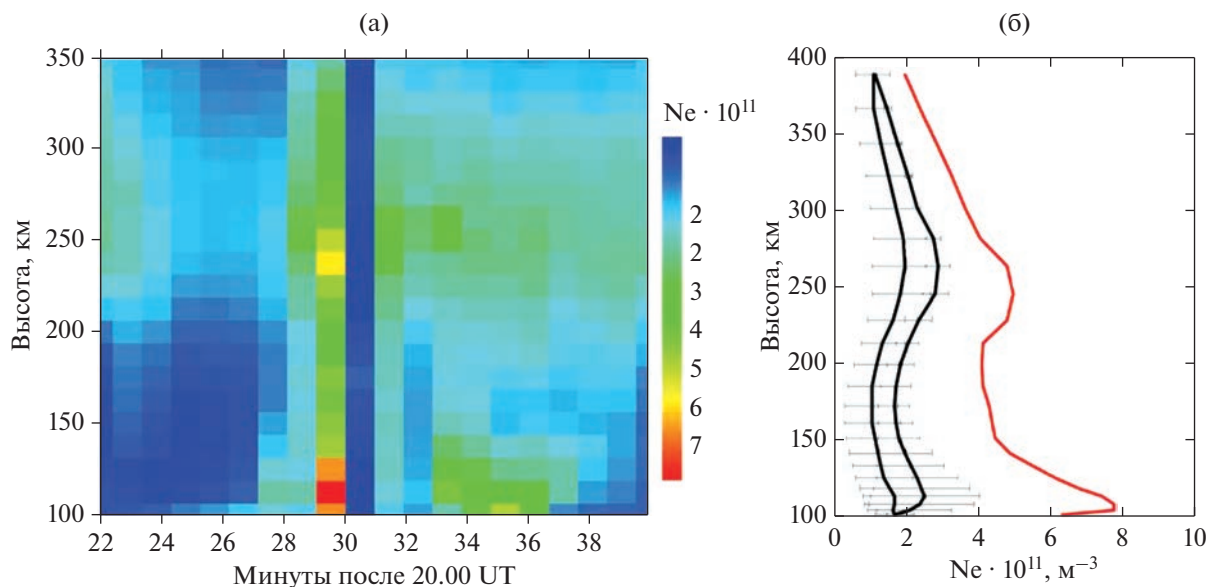


Рис. 7. (а) Высотное распределение N_e в 20.21–0.38 UT 9.I.2014; (б) Вертикальный профиль N_e в 20.29 UT (красная линия) и профили, усредненные за три предыдущие и три последующие минуты (линии со стандартным отклонением).

время активизации суббури при пересечении траекторией спутников слоя вытекающего из ионосферы ПТ максимальное увеличение N_e , до $8 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$, наблюдалось на высотах 120 км в E -слое. Увеличение плотности плазмы до $5 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$ заметно и в F -слое,

причем по всей его высоте. Аналогично предыдущему событию на рис. 7б показаны три профиля: центральный в 20.29 UT и профили, усредненные за три предыдущие и три последующие минуты (минута 20.30 UT пропущена как сбой-

Таблица 1. Значения параметров во время событий 5.II.2017 и 9.I.2014

	5.II.2017		9.I.2014	
Геомагнитные условия	спокойные		суббурия	
MLT пролета КА над радарным лучом	~16.30		~21.30	
Измеренная плотность восходящего ПТ (μA/м²)	МАХ значение при 30-с усреднении (1-секундный экстремум)			
	0.8 (7.5)		1.8 (12.2)	
Тип оценки	Теория	Измерения	Теория	Измерения
E-слой ΔN (м⁻³)	2 · 10¹¹	0.4 · 10¹⁰	4.5 · 10¹¹	5.8 · 10¹¹
F-слой ΔN (м⁻³)	4 · 10¹⁰	4 · 10¹⁰	4.5 · 10¹¹	2.3 · 10¹¹

ная). Разность между центральным и соседними профилями N_e в максимуме E -слоя достигает примерно $5.5 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$. В F -слое эта разность составляет около $2 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$.

3. ЧИСЛЕННАЯ ОЦЕНКА СООТНОШЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПТ И ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

В высокоширотной ионосфере ПТ замыкаются горизонтальными токами Педерсена. Носителями ПТ являются электроны, а носителями ионосферных токов — ионы. В месте вытекающего ПТ электроны накапливаются, и под действием возникшего здесь электрического поля ионы начинают стекаться по горизонтали к этой области. В месте втекающего в ионосферу ПТ концентрация ионосферной плазмы должна, наоборот, уменьшаться. В работах [6, 8] была сделана количественная оценка этого явления на основе аналитического решения системы уравнений непрерывности для концентрации заряженных частиц и токов, и уравнения движения для ионов:

$$Q - \alpha N = \text{div}(N \cdot \vec{V}), \quad \text{div}(\Sigma \cdot \vec{E}) = j_z \quad (1)$$

$$e \cdot \vec{E} + e(\vec{V} \times \vec{B}) - m v \cdot \vec{V} = 0,$$

где Q — скорость ионообразования, α — коэффициент рекомбинации, N — концентрация ионов (учитывается один сорт), $\vec{V}$ — вектор скорости ионов, Σ — тензор интегральной проводимости, $\vec{E}$ — вектор напряженности горизонтального электрического поля, j_z — плотность ПТ, e — заряд иона, $\vec{B}$ — вектор магнитной индукции, m — масса иона, v — частота ионных столкновений.

Педерсеновская проводимость определяется как

$$\Sigma_p = \frac{e}{B} \int N f(z) dz, \quad (2)$$

$$f(z) = \frac{v}{\omega_1 + \frac{v^2}{\omega^2}}, \quad (3)$$

где ω — гирочастота, z — высота. Исходя из заданного изменения величин v и ω с высотой, можно вычислить значения функции $f(z)$. Она достигает максимума ($f = 0.5$) в E -слое на $z = 130$ км и уменьшается до 0.01 на $z = 100$ км и $z = 300$ км. Теоретическая оценка отклонения высотного профиля N_e от невозмущенного профиля N_{e0} с учетом эффекта ПТ для условий E -слоя сведена к выражению:

$$\Delta N = 5 \cdot 10^5 f(z) j_z, \quad (4)$$

а для условий F -слоя — к выражению:

$$\Delta N = 0.5 j_z N_{e0}. \quad (5)$$

Спутниковые и радарные измерения для рассмотренных выше событий дают значения обеих величин: ΔN и j_z , что позволяет сравнить результаты измерений и теоретические оценки. Сводка значений параметров, измеренных во время пролетов спутников над областью радарного зондирования 5.II.2017 и 9.I.2014, и значений параметров, рассчитанных с использованием соотношений (4) и (5), приведена в табл. 1. Заметим, что значения ΔN рассчитаны для высот реально наблюдаемых максимумов E - и F -слоев, соответственно находящихся на ~120 и 250 км. То, что по формуле (3) максимальное значение f приурочено к высоте 130 км, предполагает, что именно здесь находится максимум E -слоя. Однако согласно радарным наблюдениям максимум E -слоя расположен на 10–20 км ниже. Поэтому значение $f = 0.5$ следует применить скорее к высоте наблюдаемого максимума, а не высоте 130 км. Также еще раз отметим, что в первом событии сопряженные измерения проводились в спокойных геомагнитных условиях, а траектория пролета над радаром находилась в послеполуденном секторе местного времени. Во втором событии пролет над радаром попал на пик активации суббури, а траектория проходила через предположенный сектор. Эти существенно различающиеся условия обусловили наблюдаемые большие различия в интенсивности ПТ, величине и характере изменения N_e .

Сравнение измеренных и рассчитанных значений ΔN в максимуме E - и F -слоев показывает довольно хорошее, по крайней мере по порядку величины, согласие для события 9.I.2014 в ночной ионосфере в условиях активации суббури. Для события 5.II.2017, когда измерения проходили в послеполуденном секторе, в слое F измеренные и рассчитанные значения ΔN совпадают с большой точностью. Однако в E -слое значения ΔN отличаются больше, чем на порядок. Наблюдаемые значения оказываются гораздо меньше предсказываемых теорией. Это несовпадение, надо полагать, обусловлено тем, что в спокойный период ПТ, направленные из ионосферы, переносятся потоками самых низкоэнергичных электронов с энергией не больше первых единиц килоэлектрон-вольт. Потоки высыпавшихся частиц существенно зависят от уровня геомагнитной активности. Основной вклад в ионизацию в авроральной зоне вносят электроны с энергиями 1–10 кэВ. Электроны с энергиями 1 кэВ поглощаются в слое F , а электроны с энергией 10 кэВ в слое E . В возмущенной ночной ионосфере носители направленного вверх ПТ представлены всем энергетическим спектром, а в дневной спокойной ионосфере — только его низкоэнергичной частью. Эти особенности не учитываются в (2)–(3).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Оба события, рассмотренные выше, относятся к эффекту вытекающих из ионосферы ПТ и соответствующему локальному увеличению плотности плазмы. В случае втекающих токов можно ожидать локальное уменьшение N_e , обусловленное уходом электронов вверх. Однако такой эффект выражен слабее, и в базе данных ESR не удалось обнаружить событий, в которых можно было бы надежно идентифицировать связанное с втекающим ПТ уменьшение N_e . Это может быть связано с тем, что ионосфера не может обеспечить потока электронов вверх (т.е. ПТ, направленных вниз) больше, чем создается внешней ионизацией. Может появляться продольное электрическое поле, и протоны магнитосферного происхождения могут выступать в качестве носителей тока. Отношение втекающих ПТ и ионных высыпаний не очень хорошо исследованы, т. к. поток энергии электронов почти в десять раз больше, чем поток энергии ионов (в основном протонов), и протоны не являются доминирующим источником энергии в области высоких широт. Предыдущие наблюдения показали, что, как правило, существует дисбаланс между парой противоположно направленных ПТ зон 1 и 2 и на утренней, и на вечерней стороне. Так, на вечерней стороне суммарный вытекающий ток зоны 1, больше, чем втекающий ток зоны 2 (напр., [13]). Оценка эффекта втекающего ПТ в изменении

вертикального профиля N_e с уменьшением плотности ионосферной плазмы требует дополнительных исследований с использованием сопряженных радарных и спутниковых наблюдений.

Специальные радарные эксперименты проводились, главным образом в сочетании с оптическими [14]. Однако только прямые измерения ПТ дают возможность оценить соотношение плотности ПТ и локальное изменение N_e . Косвенным показателем вариаций N_e может быть изменение ионосферной проводимости. В работе [15] изучалась взаимосвязь между ПТ и интегральной проводимостью на авроральных широтах. Были проведены одновременные измерения ПТ из космоса с помощью системы спутников *AMPERE* и измерения ионосферной проводимости с помощью радара PFISR (*англ.* Poker Flat Incoherent Scatter Radar — второй, помимо ESR, радар некогерентного рассеяния, расположенный на Аляске). Результаты корреляционного анализа показали, что между проводимостью и направленным вверх ПТ существует более тесная связь по сравнению с ПТ, втекающим в ионосферу. Корреляция повышается в ночные часы и уменьшается в полуденные/утренние часы по MLT. Такая особенность может быть результатом вариаций средней энергии популяции частиц на силовых линиях аврорального геомагнитного поля. Электроны с энергиями менее 1 кэВ не вносят значительного вклада в увеличение проводимости, потому что они производят лишь небольшую ионизацию ниже 200 км. Для авроральных частиц, связанных с ПТ и имеющих средние энергии менее 1 кэВ, повышение проводимости не наблюдалось, даже если потоки высыпавшихся частиц увеличивались. Статистические зависимости между ПТ и ионосферной проводимостью по данным *AMPERE* и PFISR указывают на те же эффекты, которые выявлены и оценены количественно с помощью сопряженных наблюдений *SWARM* и ESR.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализированы результаты сопряженных измерений КА *SWARM* и европейского радара некогерентного рассеяния ESR на Шпицбергене. Векторные магнитометры на борту КА *SWARM* обеспечивают измерения плотности продольных токов над ионосферой. Радар, находящийся в это время под траекторией пролета, измеряет вертикальное распределение электронной концентрации N_e .

Два репрезентативных события одновременных наблюдений: одно в ночной ионосфере во время активации суббури, второе в дневной ионосфере в спокойных условиях, показали, что в месте втекающего из ионосферы продольного тока плотность плазмы увеличивается. Однако высотный профиль N_e изменяется по-разному. В

ночной ионосфере при возмущенных условиях в месте вытекающего из ионосферы продольного тока ($1.8 \mu\text{A}/\text{m}^2$) плотность плазмы растет и в слое *E* (примерно на $6 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$), и в слое *F* (на $\sim 3 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$). Изменение *N_e* по величине находится в согласии с теоретическими оценками, сделанными на основе решения уравнений непрерывности. В дневной спокойной ионосфере при вытекающем токе ($0.8 \mu\text{A}/\text{m}^2$) *N_e* увеличивается только в *F*-слое (на $\sim 4 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$), но практически не изменяется в слое *E*. Различия могут быть обусловлены тем, что в первом случае носители направленного вверх тока представлены всем энергетическим спектром авроральных электронов 1–10 кэВ, а во втором — только низкоэнергичной частью.

В работе использовались данные следующих измерительных комплексов, находящиеся в свободном доступе: *KA SWARM* (<http://earth.esa.int/swarm>), радар *ESR* через портал *MADRIGAL* (<http://portal.eiscat.se/madrigal/>), карты продольных токов через портал *AMPERE* (<https://ampere.jhuapl.edu>), индекс аврорального электроджета *IMAGE* (<https://space.fmi.fi/image/www/index.php?#>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Iijima T., Potemra T.A.* The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad // *J. Geophys. Res.* 1976. V. 81. P. 2165–2174. <https://doi.org/10.1029/JA081i013p02165>
2. *Neubert T., Christiansen F.* Small-scale, field-aligned currents at the top-side ionosphere // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30. Iss. 19. <https://doi.org/10.1029/2003GL017808>
3. *Lukianova R.* Swarm field-aligned currents during a severe magnetic storm of September 2017 // *Ann. Geophysicae*. 2020. V. 38. P. 191–206. <https://doi.org/10.5194/angeo-38-191-2020>
4. *Marklund G.* Auroral arc classification scheme based on the observed arc-associated electric field pattern // *Planet. Space Sci.* 1984. V. 32. P. 193–211.
5. *Aikio A.T., Lakkala T., Kozlovsky A., Williams P.J.S.* Electric fields and currents of stable drifting auroral arcs in the evening sector // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. Iss. A12. <https://doi.org/10.1029/2001JA009172>
6. *Ляцкая А.М., Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П.* Влияние продольных токов на профиль электронной концентрации // *Геомагнетизм и аэрномия*. 1978. Т. 8. № 2. С. 229–234.
7. *Демин М.Г., Ким В.П., Хегай В.В.* Влияние продольных токов на структуру ионосферы // *Геомагнетизм и аэрномия*. 1979. Т. 19. № 4. С. 743–745.
8. *Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П.* Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. М.: Наука, 1983. 192 с.
9. *Ritter P., Lühr H.* Curl-B technique applied to Swarm constellation for determining field-aligned currents // *Earth Planets Space*. 2006. V. 58. P. 463–476. <https://doi.org/10.1186/BF03351942>
10. *Lehtinen M.S., Huuskonen A.* General incoherent scatter analysis and GUISDAP // *J. Atmos. Terr. Physics*. 1996. V. 58. P. 438–452. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(95\)00047-X](https://doi.org/10.1016/0021-9169(95)00047-X)
11. *Anderson B.J., Korth H., Waters C.L. et al.* Development of large-scale Birkeland currents determined from the Active Magnetosphere and Planetary Electrodynamics Response Experiment // *Geophys. Res. Lett.* 2014. V. 41. P. 3017–3025. <https://doi.org/10.1002/2014GL059941>
12. *Лукьянова Р.Ю.* Экстремальные продольные токи во время магнитных бурь 24-го солнечного цикла: март 2015 г. и сентябрь 2017 г. // *Космические исследования*. 2020. Т. 58. № 2. С. 89–102. <https://doi.org/10.31857/S0023420620020077>
13. *Le G., Slavin J.A., Strangeway R.J.* Space Technology 5 observations of the imbalance of regions 1 and 2 field-aligned currents and its implication to the cross-polar cap Pedersen currents // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. Art. ID. A07202. <https://doi.org/10.1029/2009JA014979>
14. *Sugino M., Fujii R., Nozawa S. et al.* Field-aligned currents and ionospheric parameters deduced from EISCAT radar measurements in the post-midnight sector // *Ann. Geophysicae*. 2002. V. 20. P. 1335–1348. <https://doi.org/10.5194/angeo-20-1335-2002>
15. *Robinson R.M., Kaeppler S.R., Zanetti L. et al.* Statistical relations between auroral electrical conductances and field-aligned currents at high latitudes // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. 2020. V. 125. Art. ID. e2020-JA028008. <https://doi.org/10.1029/2020JA028008>

УДК 533.951;537.868

ХАРАКТЕРИСТИКИ УЗКОПОЛОСНОГО ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЭФФЕКТИВНОЙ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НАГРЕВНОГО СТЕНДА EISCAT/HEATING

© 2023 г. А. С. Калишин¹, *, Н. Ф. Благовещенская¹, Т. Д. Борисова¹,
И. М. Егоров¹, Г. А. Загорский¹, А. С. Ковалев¹

¹Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург, Россия

*askalishin@aari.ru

Поступила в редакцию 01.04.2023 г.

После доработки 24.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

По данным экспериментов на нагревном стенде EISCAT/Heating при ступенчатом изменении эффективной мощности излучения выполнена оценка порогов возбуждения и анализ зависимости спектральных характеристик узкополосного искусственного радиоизлучения ионосферы (УИРИ) от напряженности электрического поля мощной радиоволны КВ-диапазона (волны накачки) необыкновенной поляризации (X-мода). Волны накачки излучались в направлении магнитного зенита на частоте 5.423 МГц. Эффективная мощность излучаемой волны изменялась от 55 до 360 МВт. УИРИ регистрировалось на научно-исследовательской станции под Санкт-Петербургом на расстоянии ~1200 км от нагревного стенда. Выполнены расчеты напряженности электрического поля мощного КВ-излучения вблизи высоты отражения с учетом неотклоняющего поглощения на пути распространения. Определены пороговые (минимальные) значения электрического поля, необходимые для возбуждения УИРИ.

DOI: 10.31857/S0023420623600204, EDN: CFXKDA

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время на высокоширотных нагревных стендах HAARP (*англ.* High Frequency Active Auroral Research Program) и EISCAT/Heating (*англ.* European Incoherent Scatter Scientific Association – EISCAT) активно изучается явление узкополосного искусственного радиоизлучения ионосферы (УИРИ). Это относительно новый тип искусственного радиоизлучения был обнаружен на стенде HAARP. В отличие от широкополосного ИРИ [1–4], которое регистрируется в полосе частот ± 100 кГц относительно частоты волны накачки, спектр УИРИ сосредоточен в полосе ± 1 кГц. Авторами работ [5–7] было показано, что при воздействии на F-область ионосферы мощным КВ-радиоизлучением обыкновенной (O-мода) поляризации вблизи нагревного стенда может регистрироваться УИРИ, которое возникает вследствие параметрического распада мощной электромагнитной волны на электростатическую волну и рассеянную электромагнитную волну. Тип возбуждаемой электростатической волны зависит от угла между волновым вектором мощной радиоволны и вектором магнитного поля Земли. Ионно-акустические (*англ.* Ion Acous-

tic – IA) волны возбуждаются вдоль магнитного поля **B**, а ионно-циклотронные (*англ.* Electrostatic Ion Cyclotron – EIC) почти перпендикулярно **B** [8]. Линии IA-волн в спектре УИРИ появляются с отрицательным смещением частоты на 10–30 Гц, а линии излучения EIC с отстройкой по частоте, примерно, 50 Гц от частоты волны накачки. Частотный сдвиг спектральных линий зависит от вида ионов и температуры электронов в искусственно возмущенной области. Возможными механизмами генерации УИРИ являются стимулированное ионное рассеивание Бернштейна (*англ.* Stimulated Ion Bernstein Scatter – SIBS) и намагниченное стимулированное рассеяние Бриллюэна (*англ.* Magnetized Stimulated Brillouin Scatter – MSBS) [6, 9].

В экспериментах на стенде HAARP регистрация УИРИ проводилась на расстоянии 20 км от нагревного комплекса, т.е. в непосредственной близости от нагревного стенда, и только при O-нагреве [5–7]. При излучении волны накачки необыкновенной (X-мода) поляризации спектральные компоненты IA-и EIC-волн не регистрировались. На стенде EISCAT/Heating, также проводились подобные работы, в которых, регистрация УИРИ

проводилась в 13 км от нагревного стенда и обыкновенной поляризации волны накачки [10].

На стенде EISCAT/Heating специалистами ААНИИ была проведена серия экспериментов, в которых впервые было обнаружено, что мощное КВ-радиоизлучение X -поляризации также может возбуждать УИРИ [11–15]. При этом УИРИ регистрировалось на значительном расстоянии (~1200 км) от КВ-нагревного стенда EISCAT/Heating. В спектрах УИРИ были обнаружены интенсивные дискретные спектральные структуры, связанные с электростатическими ионно-циклотронными волнами и их гармониками [11, 13]. Были рассмотрены возможные механизмы, ответственные за наблюдаемые спектральные составляющие [11, 12]. Показана зависимость спектральных характеристик УИРИ от отношения частоты волны накачки необыкновенной поляризации к критической частоте слоя F_2 ионосферы [12] и частоте гирогармоник электронов [13].

Целью данной работы является исследование по экспериментальным данным минимального значения электрического поля, необходимого для возбуждения УИРИ при X -нагреве, а также зависимости спектральных характеристик от эффективной мощности излучения нагревного стенда EISCAT/Heating.

ТЕХНИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА И УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Нагревной стенд EISCAT/Heating расположен в г. Тромсе, Норвегия (69.6° с.ш., 19.2° в.д.; $L = 6.2$, магнитное склонение $I = 78^\circ$, магнитная широта 67.2°) [16]. В периоды проведения эксперимента нагревной стенд излучал мощную радиоволну X -поляризации при помощи фазированной антенной решетки № 1 (ФАР 1) в направлении магнитного зенита (12° к югу от вертикали). ФАР 1 является самой эффективной антенной решеткой комплекса EISCAT/Heating, имеет ширину диаграммы направленности порядка 5°–6°, рабочий частотный диапазон составляет 5.4–8.0 МГц, коэффициент усиления 28–31 дБ. Эксперименты выполнялись 25 и 26 октября 2021 г. в спокойных геофизических условиях. Значение K_p -индекса не превышало 1, по данным ионозонда отчетливо просматривался суточный ход критических частот E - и F_2 -слоев, минимально наблюдаемые частоты были в районе 1 МГц. 25 октября регистрировалось незначительное спорадическое прохождение (E_s). Волна накачки излучалась в режиме непрерывного излучения (англ. Continuous wave, CW) циклами — несколько минут нагрев, несколько минут пауза. Мощность излучения стенда ступенчато изменялась от цикла к циклу. Частота волны накачки выбиралась в районе критической частоты F_2 -слоя ионосферы и составляла 5.423 МГц.

В период экспериментов непрерывно контролировалась как интенсивность излучения на основной моде поляризации (X -мода) волны накачки, так и просачивание O -моды, возникающее вследствие рассогласования фаз элементов антенной решетки. На рис. 1 приведен пример диаграммы направленности ФАР 1 комплекса в горизонтальной и ветровальной плоскостях при излучении мощной КВ-радиоволны в одном из циклов нагрева. 25 октября 2021 г. в 14.44 UT комплекс EISCAT/Heating излучал на частоте 5.423 МГц в направлении магнитного зенита. Эффективная мощность излучения (ЭМИ или англ. Effective Radiated Power — ERP) волны накачки X -поляризации составляла $ERP = 290.9$ МВт, при этом просачивание O -моды имело величину $ERP = 0.4$ МВт, таким образом, просачивание составляло всего 0.13%. Диаграмма направленности ФАР-комплекса рассчитывается автоматически при помощи специализированного программного обеспечения [16], входными параметрами которого являются измеренные значения мощности и фазы передатчиков.

Контроль геофизической обстановки во время экспериментов осуществлялся при помощи магнитовариационной станции и ионозонда вертикального радиозондирования, расположенных непосредственно в районе стенда [17]. Для диагностики параметров ионосферной плазмы (температура электронов и ионов T_e и T_i , а также концентрация электронов N_e) использовался радар некогерентного рассеяния радиоволн, пространственно совмещенный с нагревным стендом [18]. Радар работал на частоте 930 МГц в направлении магнитного поля в Тромсе. В период проведения нагревных экспериментов радар работал в режиме “beata” в диапазоне высот 90–600 км с разрешением по высоте 1.5 км и по времени — 5 с. Данные измерений мощности рассеянного сигнала радара были обработаны с помощью унифицированного комплекса программ GUISDAP [19] для вычислений параметров ионосферной плазмы (электронной плотности N_e , температуры электронов и ионов T_e и T_i и др.).

Узкополосное искусственное радиоизлучение ионосферы регистрировалось на научно-исследовательской станции (НИС) “Горьковская”, расположенной в Ленинградской области (60.28° с.ш., 29.37° в.д.) на удалении порядка 1200 км от КВ-нагревного комплекса EISCAT/Heating. Геометрия экспериментов приведена на рис. 2. Измерения осуществлялись в полосе ± 1 кГц относительно частоты нагрева. Регистрация проводилась при помощи радиоприемного комплекса реализованного на основе приемного устройства IC R75 [20]. Данный комплекс обеспечивает прием сигналов в диапазоне частот 0.001–60 МГц, имеет динамический диапазон от 102 дБ и чувствительность не менее 0.3 мкВ. Прием сигналов проводился на

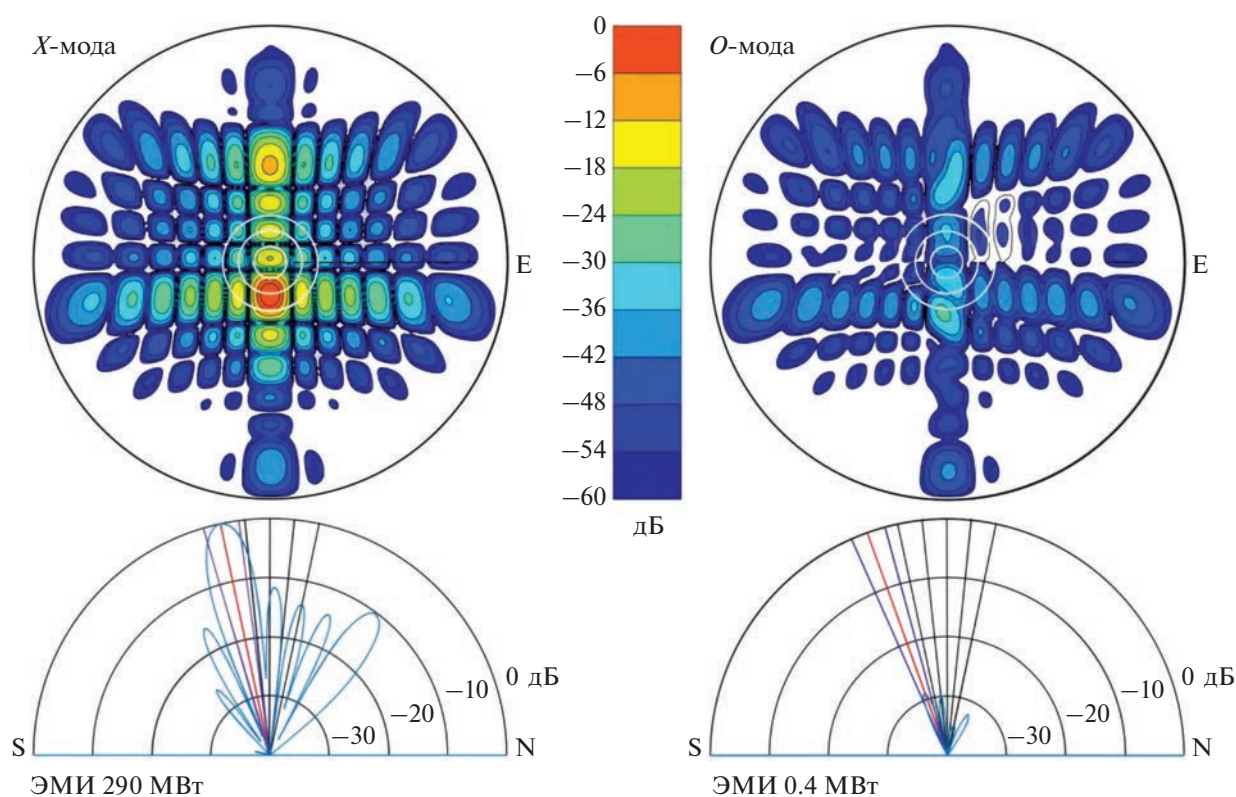


Рис. 1. Диаграмма направленности антенной решетки “1” комплекса EISCAT/Heating в горизонтальной и ветровальной плоскости при излучении мощной КВ радиоволны в период проведения эксперимента 25 октября 2021 г. в 14.44 UT. Комплекс излучал на частоте 5.423 МГц в направлении магнитного зенита.

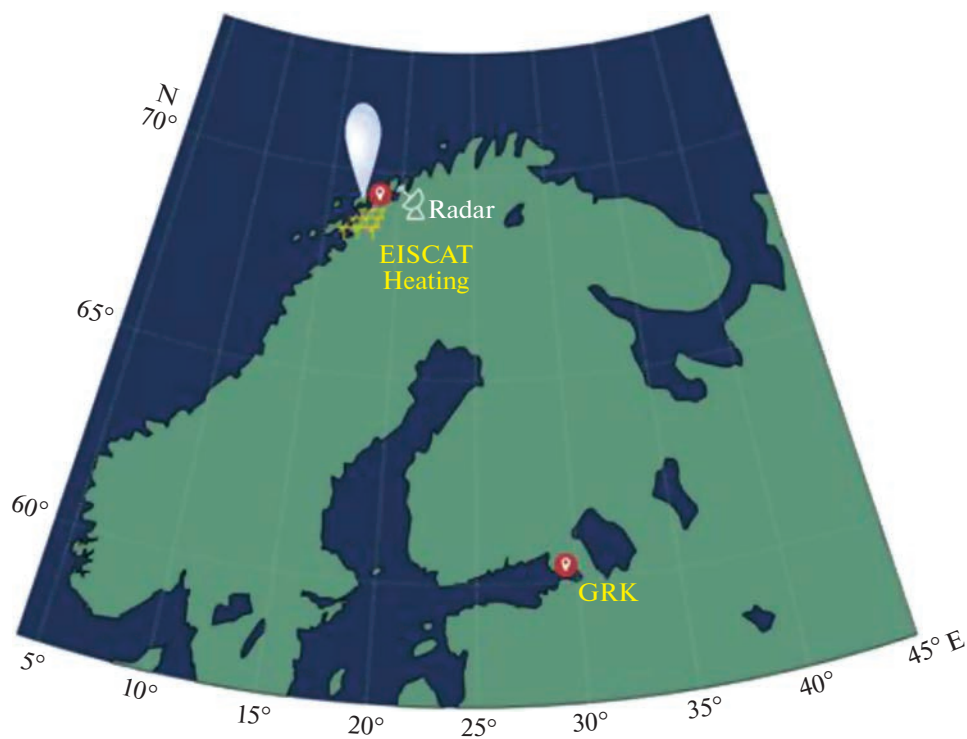


Рис. 2. Схема, показывающая геометрию эксперимента по дистанционной регистрации УИРИ.

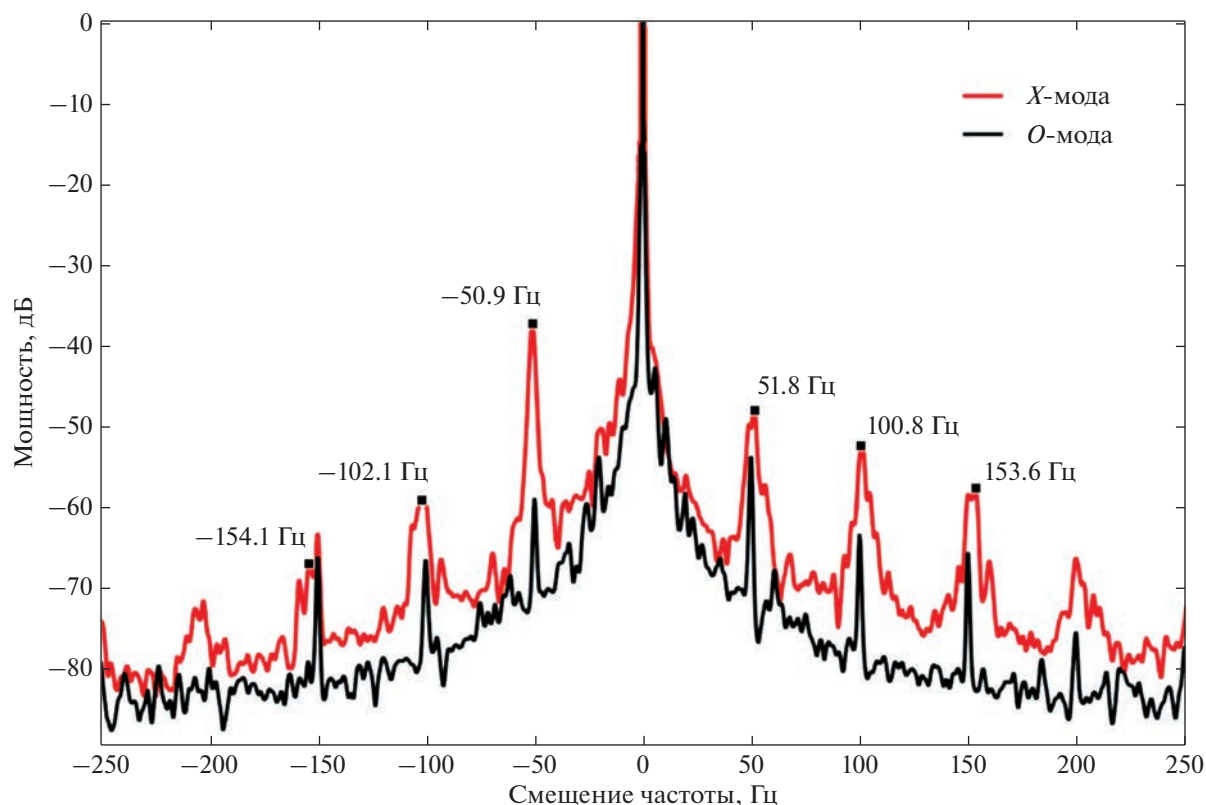


Рис. 3. Спектры мощного КВ-радиоизлучения стенда EISCAT/Heating в полосе ± 300 Гц относительно частоты нагрева, зарегистрированные на расстоянии 1200 км. Стенд излучал на частоте 4.2 МГц *O*-моды поляризации в 15.31.50 (черная линия) и *X*-моды в 15.41.45 (красная линия) 21 октября 2019 г. Спектральная компонента на нулевой частоте соответствует частоте нагревного сигнала.

двойную горизонтальную ромбическую антенну. Главный лепесток диаграммы направленности антенны ориентирован на нагревный стенд, ширина в горизонтальной плоскости в диапазоне частот регистрируемых сигналов нагревного комплекса (3.9–8.0 МГц) имела величину 22° – 50° , а усиление 7–13 дБ.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

По результатам экспериментов модификации верхней (*F*-область) ионосферы на нагревном стенде EISCAT/Heating накоплен большой массив данных наблюдений УИРИ. Спектр УИРИ, как правило, представляет совокупность дискретных линий в полосе ± 1 кГц, сдвинутых вверх и вниз по частоте относительно частоты волны накачки. В качестве примера на рис. 3 приведены спектры нагревного сигнала и УИРИ в 15.31.50 при *O*-нагреве и в 15.41.45 при *X*-нагреве (21 октября 2019 г.). Нагревный стенд EISCAT/Heating излучал циклами: 3 мин — нагрев/2 мин — пауза на частоте 4.2 МГц в направлении магнитного зенита. В циклах излучения на *O*-моды (рис. 3, черная линия) в спектре нагревного сигнала наблю-

далась единственная спектральная составляющая на частоте излучения f_H (соответствует нулевой частоте). Узкие гармоники спектра, кратные частоте 50 Гц, являются помехами питающей сети. При излучении на *X*-моды в последующих циклах в спектре принимаемого сигнала помимо f_H , регистрировались дополнительные ярко выраженные спектральные структуры, соответствующие ионным гирогармоническим структурам (ионы O^+) и их кратным гармоникам на частотах $f_H \approx \pm n \cdot 51$ Гц, где n — номер гирогармоники, $n = 1, 2, 3, 4, 5$.

Первая серия экспериментов выполнялась 25 октября 2021 г. с 14.30 до 15.00 UT. Стенд излучал в магнитный зенит на частоте 5.423 МГц циклами: 2 мин — нагрев/1 мин — пауза, с использованием *X*-моды поляризации. В период эксперимента 25 октября 2021 г. мощность излучения нагревного стенда изменялась ступенчато, приблизительно, по следующей схеме: 5, 10, 25, 50, 75, 100, 75, 50, 25, 100%. Реально измеренные эффективные мощности излучения в каждом нагревном цикле и сами нагревные циклы показаны на рис. 4. Из этого рисунка видно, что, в шестом цикле излучения 100% мощности достичь не удалось, и она осталась на уровне 75%.

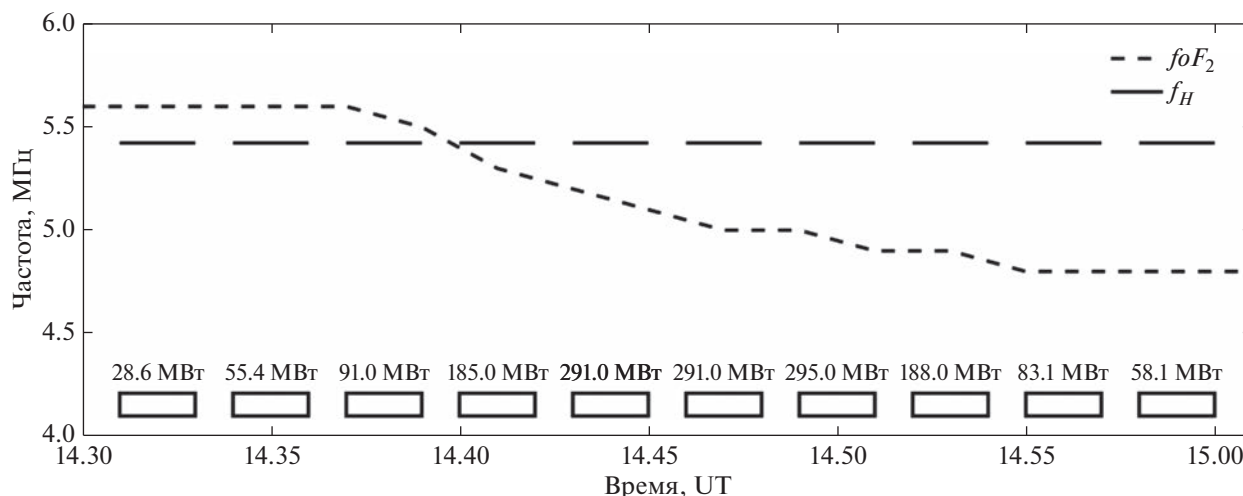


Рис. 4. Ход критической частоты слоя F_2 ионосферы, частота волны накачки, периоды и мощность излучения нагревного комплекса EISCAT/Heating в экспериментах 25 октября 2021 г.

На рис. 5а представлены результаты регистрации спектров нагревного сигнала на НИС “Горьковская” в период эксперимента 25 октября 2021 г. В координатах время – частота – мощность приведены спектры зарегистрированного УИРИ с 14.30 до 15.00 UT, белыми прямоугольниками отмечены циклы излучения. Нулевая частота на спектрограмме соответствует частоте излучения стенда EISCAT/Heating, 5.423 МГц. В первых двух циклах излучения при $ERP = 29$ и 55 МВт, спектральные компоненты УИРИ не регистрировались. Спектральные линии УИРИ начинали формироваться в третьем цикле при $ERP = 91$ МВт. При этом наблюдалось до четырех спектральных линий, сдвинутых вниз и вверх со смещением $\pm n \cdot 54$ Гц, где $n = 1, 2, 3, 4$.

По мере увеличения ERP в последующих циклах интенсивности спектральных линий возрастали, а также возбуждались новые линии, соответствующие гармоникам $n = 5, 6, 7$. Помимо спектральных линий на частотах $\pm n \cdot 54$ Гц, увеличение ERP приводило к возбуждению дискретных максимумов на частотах $\pm 29, \pm 82, \pm 134, \pm 188, \pm 240$ Гц. Максимальная интенсивность УИРИ наблюдалась в пятом цикле при $ERP = 291$ МВт, что соответствовало 100% мощности излучения в данном эксперименте. При снижении ERP интенсивность УИРИ уменьшалась, и исчезали дискретные линии в спектре на более высоких частотах отстройки. Следует отметить существование спектральных линий УИРИ в области отрицательных отстроек в последнем цикле нагрева при $ERP = 58$ МВт, что свидетельствует об эффекте гистерезиса, типичном для нелинейных явлений в ионосферной плазме [21]. На рис. 4б приведены мгновенные, нормированные на максимум спектры УИРИ при различных ERP . Таким

образом, в ходе выполнения эксперимента с 14.30 до 14.48 UT ERP увеличивалась от 28.6 до 291.0 МВт и, с 14.46 до 15.00 UT, уменьшалась от 291.0 до 58.1 МВт. Возбуждение УИРИ происходило при $ERP = 91$ МВт. Максимальная интенсивность спектра наблюдалась при $ERP = 291$ МВт.

В эксперименте 26 октября 2021 г. нагревной стенд излучал мощную волну Х-поляризации в направлении магнитного зенита с 14.20 до 15.00 UT циклами: 2 мин – нагрев/2 мин – пауза. Эффективная мощность излучения стенда EISCAT/Heating ориентировочно изменялась по схеме: 15, 25, 50, 75, 100, 100, 75, 50, 25, 15%. Реально измеренные эффективные мощности излучения в каждом нагревном цикле, сами нагревные циклы, а также частота волны накачки и критическая частота слоя F_2 в период проведения эксперимента показаны на рис. 6. ERP в данном эксперименте изменялась ступенчато от 55 до 355 МВт в первых пяти циклах, а затем уменьшалось в обратном порядке.

На рис. 7а представлены результаты регистрации спектра нагревного сигнала на НИС “Горьковская” 26 октября 2021 г. Как следует из рис. 7а, во втором цикле излучения при $ERP = 89$ МВт наблюдалось формирование дискретных линий УИРИ на частотах отстройки $\pm n \cdot 54$ Гц, где $n = 1, 2, 3, 4, 5$, а также спектральной компоненты на частоте -28 Гц. Как и в предыдущем эксперименте, увеличение мощности излучения приводило к появлению новых дискретных линий и увеличению их интенсивности. Максимальная интенсивность УИРИ наблюдалась при $ERP = 344$ МВт, что составляло 100% мощности излучения в данном эксперименте.

При уменьшении ERP волны накачки наблюдалась аналогичная модификация спектра УИРИ, как и 25 октября. Сначала уменьшалась интенсив-

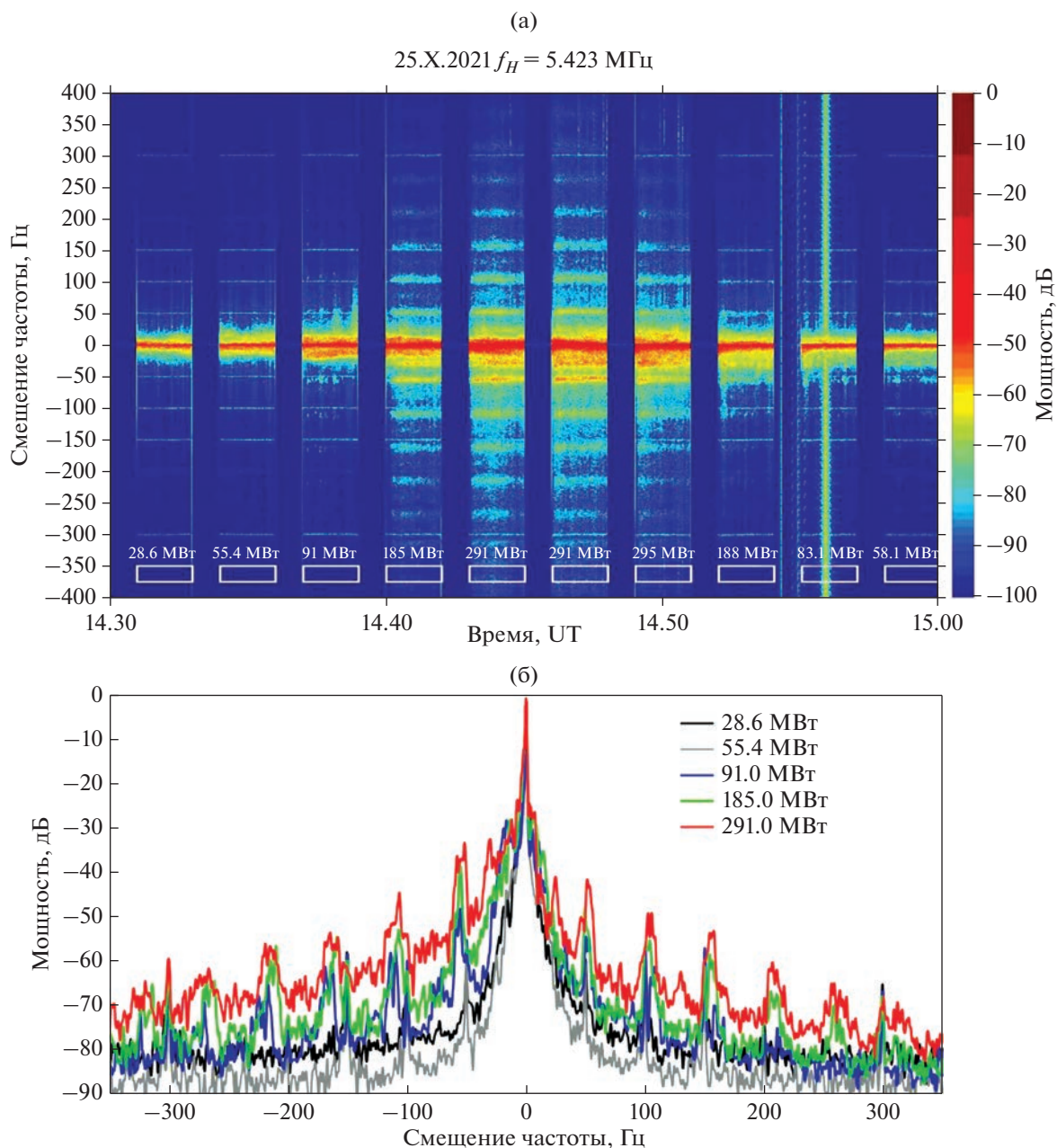


Рис. 5. Спектрограмма (а) и мгновенные спектры УИРИ (б) в полосе частот ± 350 Гц относительно частоты нагрева, зарегистрированные на НИС “Горьковская” 25 октября 2021 г. Мощная спектральная линия на нулевой частоте соответствует частоте нагревного сигнала. Циклы нагрева и *ERP* отмечены на рисунке.

ность дискретных линий на более высоких частотах отстройки. При излучении волны накачки с минимальной мощностью в последнем цикле излучения, УИРИ продолжало наблюдаться, хотя при этой же мощности в первом цикле, оно не возбуждалось, т.е. наблюдался эффект гистерезиса аналогично наблюдаемому в эксперименте 25 октября 2021 г. (рис. 5а). На рис. 7б показаны мгновенные нормированные на максимум спектры УИРИ в циклах нагрева при различных *ERP* волны накачки.

Обобщая результаты экспериментов от 25 и 26 октября 2021 г., можно сделать следующее заключение. УИРИ возбуждалось при *ERP* = 89–91 МВт, при этом сначала формировались спектральные линии в полосе отстроек частот ± 300 Гц от частоты волны накачки. Линия на частоте смещения – 54 Гц являлась наиболее интенсивной и была на 50–60 дБ меньше гармоник на нулевой частоте смещения (частоты волны накачки).

По мере возрастания *ERP* в последующих циклах, наблюдалось расширение полосы спектра

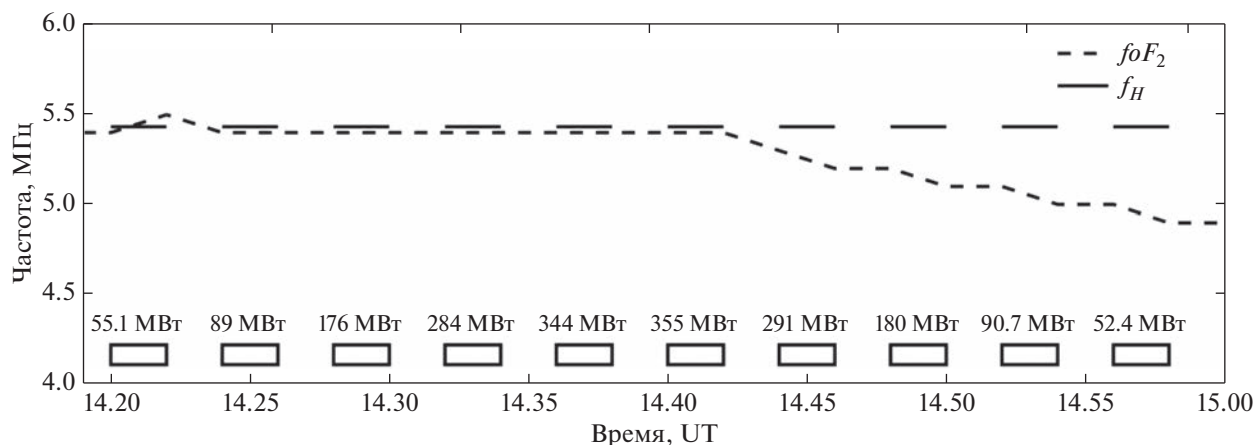


Рис. 6. Ход критической частоты слоя F_2 ионосферы, частота волны накачки, периоды и мощность излучения нагревного комплекса EISCAT/Heating в экспериментах 26 октября 2021 г.

УИРИ и рост амплитуды дискретных спектральных линий. В спектрах УИРИ представляется возможным выделить многократные дискретные ионные гирогармонические структуры на частотах отстройки $\pm n \cdot 54$ Гц, где n — номер гармоники. Дискретные спектральные линии УИРИ были упорядочены, приблизительно по гирочастоте ионов атомарного кислорода O^+ и наблюдались одновременно как при отрицательных, так и положительных отстройках от частоты волны накачки [11]. В рассмотренных выше экспериментах интенсивность смещенной вниз по частоте на 54 Гц линии была максимальна. При пороговых значениях ERP ее интенсивность была на 50–55 дБ меньше по сравнению с интенсивностью волны накачки. При максимальных ERP ее интенсивность увеличивалась на 15–20 дБ. С увеличением номера гармоники интенсивность сдвинутых вниз и вверх по частоте относительно f_H спектральных линий постепенно ослабевала.

Помимо спектральных линий, упорядоченных по частоте на $\pm n \cdot 54$ Гц, в спектре УИРИ наблюдались спектральные компоненты, смещенные на $\pm 29, \pm 82, \pm 134, \pm 188, \pm 240$ Гц, которые могут быть ассоциированы с гирочастотами ионов NO^+ .

Выполним оценки порогов возбуждения УИРИ (минимальных электрических полей в ионосфере, необходимых для возбуждения УИРИ), а также рассмотрим эволюцию его спектральных характеристик в зависимости от напряженности электрического поля волны накачки. В первом приближении электрическое поле волны накачки в свободном пространстве на высотах ионосферы может быть определено с использованием хорошо известного выражения [22]:

$$E [V/m] = \frac{0.25 \sqrt{ERP [kW]}}{h [km]}, \quad (1)$$

где h — высота возмущенной области, на которой рассчитывается электрическое поле волны; ERP — эффективная мощность излучения.

В работах [5, 6] было показано, что УИРИ при O -нагреве возбуждается на высоте верхнего гибридного резонанса или высоте отражения волны накачки. Волна накачки необыкновенной поляризации (X -мода) отражается на высоте с локальной частотой плазмы $f_X^2 = f_H(f_H - f_{CE})$, где f_{CE} — гирочастота электронов, что ниже как высоты отражения радиоволны O -поляризации $f_O^2 = f_H^2$, так и высоты верхнего гибридного резонанса $f_{UH}^2 = f_H^2 - f_{CE}^2$. Результаты экспериментальных исследований, представленных в [12], показывают, что область генерации УИРИ при X -нагреве на частотах $f_H < f_X F_2$, т.е. в условиях отражения мощной X -волны, находится на несколько километров (3–5 км) ниже высоты отражения волны накачки. В рассматриваемых экспериментах 25 и 26 октября 2021 г. высоты отражения X -волны могут быть определены по данным радара некогерентного рассеяния радиоволн, где однозначно можно выделить высоты возбуждения усиленных нагревом плазменных и ионных линий, которые составляли 225 и 227 км соответственно.

Тогда, согласно выражению (1) при $ERP = 89$ и 91 МВт порог возбуждения УИРИ составлял $E_{пор} = 0.33$ – 0.34 В/м. Максимальная интенсивность и ширина спектра УИРИ наблюдалась 26 октября 2021 г. при напряженности электрического поля в ионосфере $E = 0.67$ В/м.

Тем не менее, следует иметь в виду, что распространение радиоволны в ионосфере сопровождается потерей части ее энергии, которая преимущественно переходит в тепловую. Следствием этих потерь является затухание, т.е. уменьшение амплитуды поля волны. Для оценки затухания вол-

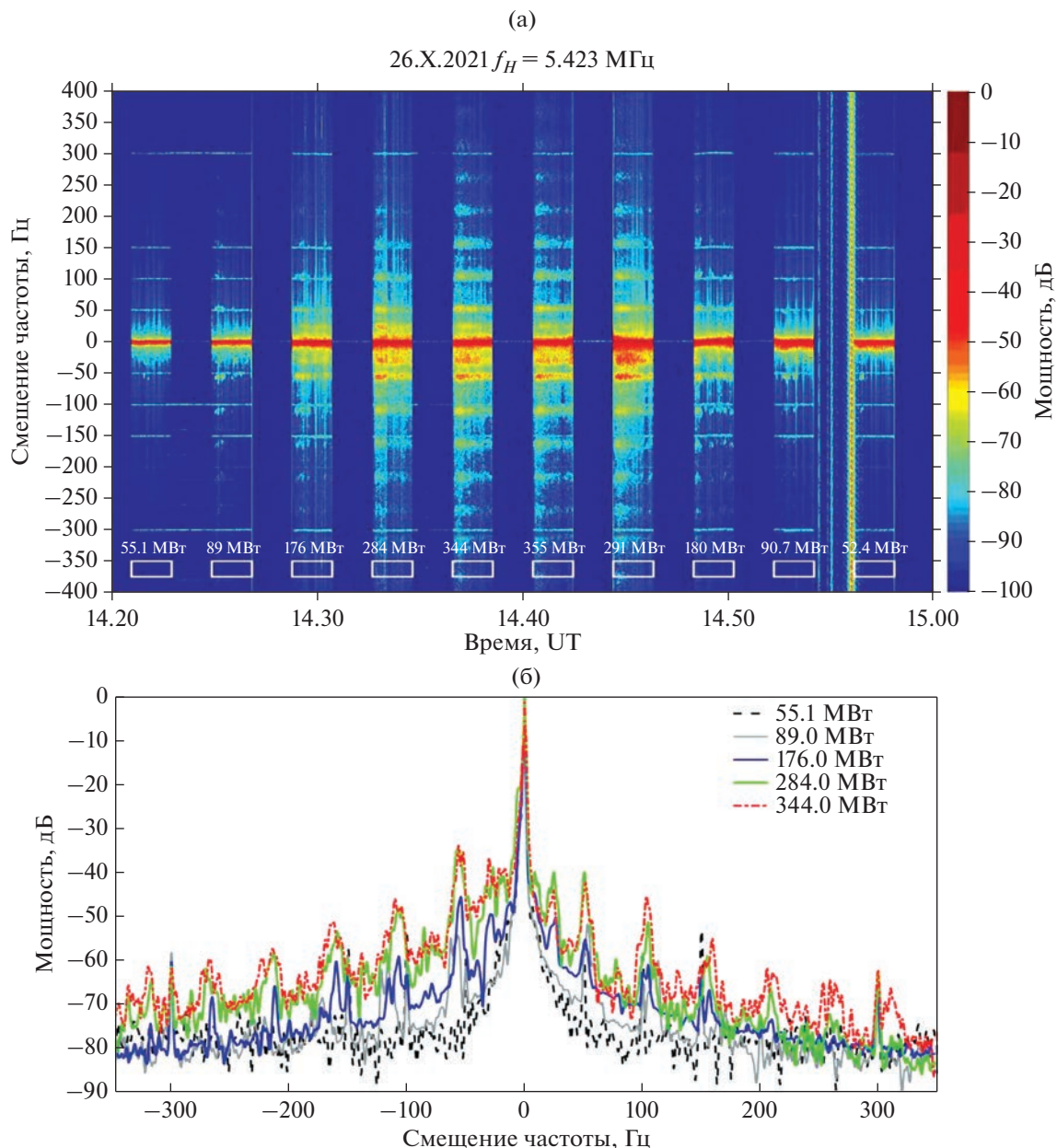


Рис. 7. Спектрограмма (а) и мгновенные спектры УИРИ (б) в полосе частот ± 350 Гц относительно частоты нагрева, зарегистрированные на НИС “Горьковская” 26 октября 2021 г. Мощная спектральная линия на нулевой частоте соответствует частоте нагревного сигнала. Циклы нагрева и *ERP* отмечены на рисунке.

ны воспользуемся методикой, предложенной в работе [23]. По данным радара НР для каждого цикла нагрева контролировались высотные профили концентрации и температуры электронов, необходимые для расчета поглощения волны накачки. Согласно методике, предложенной в статье [23], среднее за период проведения экспериментов значение поглощения волны накачки составило 3.6 дБ. Тогда с учетом ионосферного поглощения порог возбуждения УИРИ составляет $E_{\text{пор}} = 0.22\text{--}0.23$ В/м, а максимальная интенсивность УИРИ наблюдалась при $E = 0.44$ В/м.

ВЫВОДЫ

По данным экспериментов на нагревном стенде EISCAT/Heating при ступенчатом изменении эффективной мощности излучения выполнена оценка порогов возбуждения и анализ зависимости спектральных характеристик узкополосного искусственного радиоизлучения ионосферы (УИРИ) от напряженности электрического поля мощной КВ-радиоволны (волны накачки) необыкновенной поляризации (*X*-мода).

Результаты экспериментов показали, что пороги возбуждения УИРИ (минимальные значения

электрического поля волны накачки), регистрируемого при X -нагреве на значительном расстоянии (~ 1200 км) от искусственно-возмущенной области ионосферы, с учетом поглощения в нижележащих слоях ионосферы составляли $E_{\text{пор}} = 0.22\text{--}0.23$ В/м. Спектральные линии формировались в полосе частот ± 300 Гц от частоты волны накачки. Дальнейшее увеличение напряженности электрического поля привело к возрастанию интенсивностей существующих дискретных линий в спектре и возбуждению новых, имеющих большие отстройки частот, что вызывало уширение спектра до ± 400 Гц. Наибольшее количество спектральных линий, максимальная интенсивность и ширина спектра УИРИ наблюдались при напряженности электрического поля волны накачки $E = 0.44$ В/м.

Представляет немалый интерес проведение подобных исследований на нагревном стенде Сура, расположенном в пос. Васильсурск, Нижегородской области. Можно ожидать возбуждения УИРИ при излучении волны накачки X -поляризации в направлении магнитного зенита, при этом, эффективная мощность излучения должна составлять не менее 100 МВт. Для того, чтобы избежать влияния на ионосферу O -моды, возникающей в результате рассогласования фаз элементов антенной решетки, целесообразно проводить нагрев на частотах вблизи и выше критической частоты f_oF2 . Частоты отстройки дискретных спектральных линий будут отличаться на десятки доли герц, поскольку напряженность вектора магнитного поля над стендом Сура и стендом EISCAT/Heating различаются, примерно, на 250 нТ.

Авторы благодарят международную научную ассоциацию EISCAT, которая поддерживается научными организациями Китая (CRIRP), Финляндии (SA), Японии (NIPR и STEL), Норвегии (NFR), Швеции (VR) и Великобритании (NERC). Авторы признательны Эрику Варбергу (Erik Varberg) за расчеты реальных эффективных мощностей излучения в период экспериментов при ступенчатом изменении мощности излучения стенда EISCAT/Heating.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-17-00020, <https://rscf.ru/project/22-17-00020/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thidé B., Kopka H., Stubbe P. Observations of stimulated scattering of a strong high frequency radio wave in the ionosphere // *Physics Review Lett.* 1982. V. 49. P. 1561–1564. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.49.1561>
2. Frolov V.L., Sergeev E.N., Ermakova G.P. et al. Spectral features of stimulated electromagnetic emissions, measured in the 4.3–9.5 MHz pump wave frequency range // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. P. 3103–3106.
3. Leyser T.B. Stimulated electromagnetic emissions by high-frequency electromagnetic pumping of the ionospheric plasma // *Space Science Reviews.* 2001. V. 98. P. 223–328. <https://doi.org/10.1023/a:1013875603938>
4. Фролов В.Л. Искусственная турбулентность среднеширотной ионосферы. Н. Новгород: Изд-во ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2017. ISBN 978-5-91326-355-1.
5. Bernhardt P.A., Selcher C.A., Lehmberg R.H. et al. Determination of the electron temperature in the modified ionosphere over HAARP using the HF pumped Stimulated Brillouin Scatter (SBS) emission lines // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 4409–4427.
6. Mahmoudian A., Scales W.A., Bernhardt P.A. et al. Investigation of ionospheric stimulated Brillouin scatter generated at pump frequencies near electron gyroharmonics // *Radio Science.* 2013. V. 48. P. 685–697. <https://doi.org/10.1002/2013RS005189>
7. Yellu A.D., Scales W.A., Mahmoudian A. et al. First Observations of Narrowband Stimulated Electromagnetic Emissions at the Pump Frequency Second Harmonic During Ionosphere Interaction Experiments // *Geophysical Research Letters.* 2018. V. 45. P. 8690–8697. <https://doi.org/10.1029/2018GL078924>
8. Shukla P.K., Stenflo L. Stimulated Brillouin scattering of electromagnetic waves in magnetized plasmas // *J. Plasma Physics.* 2010. V. 76. P. 853–855.
9. Samimi A., Scales W.A., Bernhardt P.A. et al. Ion gyroharmonic structures in stimulated radiation during second electron gyroharmonic heating: 2. Simulations // *J. Geophysical Research: Space Physics.* 2014. V. 119. P. 462–478. <https://doi.org/10.1002/2013JA019341>
10. Fu H.Y., Jiang M.L., Wang K.N. et al. Electron temperature inversion by stimulated brillouin scattering during electron gyro-harmonic heating at EISCAT // *Geophysical Research Lett.* 2020. V. 47. Iss. 17. <https://doi.org/10.1029/2020GL089747>
11. Kalishin A.S., Blagoveshchenskaya N.F., Borisova T.D. et al. Ion Gyro-Harmonic Structures in Stimulated Emission Excited by X-Mode High Power HF Radio Waves at EISCAT // *J. Geophysical Research: Space Physics.* 2021. V. 126. Art. ID. e2020JA028989. <https://doi.org/10.1029/2020JA028989>
12. Kalishin A.S., Blagoveshchenskaya N.F., Borisova T.D. et al. Comparison of Spectral Features of Narrowband Stimulated Electromagnetic Emission Excited by an Extraordinary Pump Wave in the High-latitude Ionospheric F Region at Frequencies below and above the F2 Layer X-component Critical Frequency // *Russian Meteorology and Hydrology.* 2022. V. 47. Iss. 12. P. 921–930. <https://doi.org/10.3103/S1068373922120032>
13. Blagoveshchenskaya N.F., Borisova T.D., Kalishin A.S. et al. First observations of electron gyro-harmonic effects under X-mode HF pumping the high latitude ionospheric F-region // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* 2017. V. 155. P. 36–49. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.02.003>

14. *Blagoveshchenskaya N.F., Borisova T.D., Yeoman T.K.* Modification of the high latitude ionosphere F region by X-mode powerful HF radio waves: Experimental results from multi-instrument diagnostics // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2015. V. 135. P. 50–63. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2015.10.009>
15. *Blagoveshchenskaya N.F., Borisova T.D., Kalishin A.S. et al.* Comparison of the effects induced by the ordinary (O-mode) and extraordinary (X-mode) polarized powerful HF radio waves in the high-latitude ionospheric F-region // *Cosmic Research*. 2018. V. 56. P. 11–25. <https://doi.org/10.1134/S0010952518010045>
16. *Rietveld M.T., Senior A., Markkanen J., Westman A.* New capabilities of the upgraded EISCAT high-power HF facility // *Radio Sci.* 2016. V. 51. Iss. 9. P. 1533–1546. <https://doi.org/10.1002/2016RS006093>
17. *Rietveld M.T., Wright J.W., Zobotin N. et al.* The Tromsø dynasonde // *Polar Science*. 2008. V. 2. P. 55–71. <https://doi.org/10.1016/j.polar.2008.02.001>
18. *Rishbeth H., van Eyken A.P.* EISCAT – early history and the first ten years of operation // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1993. V. 55. Iss. 4–5. P. 525–542.
19. *Lehtinen M.S., Huuskonen A.* General incoherent scatter analysis and GUIDAP // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* 1996. V. 58. P. 435–452.
20. *Kalishin A.S., Blagoveshchenskaya N.F., Borisova T.D. et al.* Remote Diagnostics of Effects Induced by High-latitude Heating Facilities // *Russian Meteorology and Hydrology*. 2021. V. 46. P. 231–240. <https://doi.org/10.3103/S1068373921040038>
21. *Gurevich A.V.* Nonlinear effects in the ionosphere // *Physics-Uspekhi*. 2007. V. 50. P. 1091–1121.
22. *Robinson T.R.* The heating of the high latitude ionosphere by high power radio waves // *Phys. Rep.* 1989. V. 179. P. 79–209.
23. *Борисова Т.Д., Благовещенская Н.Ф., Калишин А.С.* Особенности возбуждения искусственной ионосферной турбулентности при О- и Х-нагреве вблизи критической частоты слоя F2 // *Солнечно-земная физика*. 2023. Т. 9. № 1. С. 3–18. <https://doi.org/10.12737/szf-81202201>

УДК 531.36

ЭВОЛЮЦИЯ ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ПЛАНЕТЫ ЗЕМЛЯ ПОД ВЛИЯНИЕМ ВНУТРЕННИХ ДИССИПАТИВНЫХ СИЛ

© 2023 г. Н. И. Амелькин*

Московский физико-технический институт, Москва, Россия

**namelkin@mail.ru*

Поступила в редакцию 10.02.2023 г.

После доработки 28.03.2023 г.

Принята к публикации 28.03.2023 г.

В рамках модели М.А. Лаврентьева изучается влияние внутренней диссипации на вращательное движение Земли в гравитационном поле Солнца и Луны. Получены осредненные уравнения второго приближения, описывающие эволюцию оси вращения Земли и ее угловой скорости. Исследуется зависимость скорости эволюции от значений параметров модели. Построены фазовые траектории эволюционного процесса для различных значений параметров. Показано, что наблюдаемый дрейф магнитных полюсов Земли можно объяснить в рамках механической модели угловым ускорением Земли.

DOI: 10.31857/S0023420623600162, EDN: CDEVXC

ВВЕДЕНИЕ

Как известно [1], для спутника, моделируемого одним твердым телом и движущегося в центральном гравитационном поле, единственным эволюционным эффектом выступает прецессия вокруг нормали к плоскости орбиты.

Учет внутренних диссипативных сил позволяет выявить дополнительные эволюционные эффекты, такие как изменение (уменьшение) со временем угловой скорости и вековое смещение оси вращения по углу нутации.

Задача о влиянии внутренних диссипативных сил на вращательное движение спутников в гравитационном поле рассматривалась в разных постановках многими авторами. В большинстве работ на эту тему для моделирования внутренней диссипации использовалась одна из трех моделей спутника:

1) твердое тело с полостью, заполненной вязкой жидкостью [2–4];

2) твердое тело с шаровым демпфером (модель М.А. Лаврентьева) [5–10];

3) модель приливного трения, включающая вязкоупругое тело [1, 11–14].

Все перечисленные модели дают, как правило, согласующиеся друг с другом качественные выводы об основных эволюционных эффектах во вращательном движении спутника. Но модель Лаврентьева отличается наибольшей простотой, что позволяет детально исследовать количественные характеристики эволюции вращательного движения спутника в широком диапазоне значений параметров и начальных условий.

В настоящей работе в рамках модели Лаврентьева исследуется эволюция вращательного движения планеты Земля в гравитационном поле Солнца и Луны под влиянием внутренних диссипативных сил.

Планета Земля, как известно, имеет сложную структуру [15]. Основными ее компонентами считаются: покрытая океанами твердая оболочка (кора), которая занимает около 1% объема Земли, слой вязкой мантии (около 84% объема), внешнее жидкое ядро (около 14% объема), внутреннее твердое ядро (около 1% объема).

В используемой ниже модели Лаврентьева приливное влияние океанов на эволюцию вращательного движения Земли не учитывается. Основная цель данной работы — изучить влияние диссипативных сил во внутренней части планеты (между оболочкой, мантией и ядром) на вращательное движение оболочки.

1. УРАВНЕНИЯ ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ПЛАНЕТЫ В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ ДВУХ ПРЯТАГИВАЮЩИХ ЦЕНТРОВ

В модели Лаврентьева планета состоит из двух твердых тел: твердой оболочки и однородного шарообразного ядра, играющего роль демпфера [5]. В рамках этой модели планета представляется гироскопом, т.е. ее тензор инерции в базисе, связанном с оболочкой, остается неизменным. Пусть O — центр масс планеты, а $Oe_1e_2e_3$ — ортонормированный базис с началом в точке O и ося-

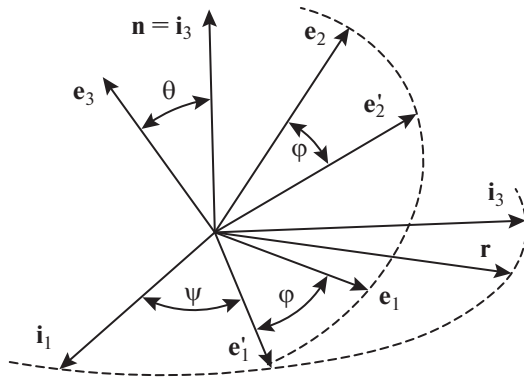


Рис. 1

ми, связанными с оболочкой. Обозначим через $\mathbf{J}$ тензор инерции всей системы (оболочки вместе с демпфером) в этом базисе, а через I – момент инерции демпфера относительно его центральной оси.

Ниже будем полагать, что момент диссипативных сил линейно зависит от относительной угловой скорости демпфера и определяется формулой

$$\mathbf{M}_d = -\sigma I(\boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\omega}), \quad (1.1)$$

где $\boldsymbol{\omega}$ – вектор абсолютной угловой скорости оболочки; $\boldsymbol{\Omega}$ – вектор абсолютной угловой скорости демпфера, а множитель σ будем называть коэффициентом вязкого трения между оболочкой и демпфером.

Кроме того, будем считать, что плоскость орбиты Луны совпадает с плоскостью эклиптики, а орбиты движения Земли вокруг Солнца и Луны вокруг Земли являются круговыми.

Базис Кенига $O\mathbf{i}_1\mathbf{i}_2\mathbf{i}_3$, относительно которого изучается вращательное движение планеты, выберем так, чтобы ось $\mathbf{i}_3$ совпадала с нормалью $\mathbf{n}$ к плоскости эклиптики, а ось $\mathbf{i}_1$ – с некоторым фиксированным направлением в плоскости эклиптики (рис. 1).

Действующий на планету гравитационный момент определяется формулой [1]

$$\mathbf{M}_g = \frac{3GM_1}{R_1^5} \mathbf{R}_1 \times \mathbf{J}\mathbf{R}_1 + \frac{3GM_2}{R_2^5} \mathbf{R}_2 \times \mathbf{J}\mathbf{R}_2. \quad (1.2)$$

Здесь G – гравитационная постоянная; M_1 – масса Солнца; M_2 – масса Луны; $\mathbf{R}_1$ и $\mathbf{R}_2$ – векторы, соединяющие центры Солнца и Луны с центром масс Земли.

Обозначим через M массу Земли, через ω_1 – угловую скорость орбитального базиса в задаче “Солнце–Земля”, а через ω_2 – угловую скорость орбитального базиса в задаче “Луна–Земля”. Эти угловые скорости выражаются формулами

$$\omega_k^2 = \frac{G(M + M_k)}{R_k^3} \Rightarrow \omega_1^2 \approx \frac{GM}{R_1^3}, \quad \omega_2^2 \approx \frac{82GM_2}{R_2^3}. \quad (1.3)$$

Введем безразмерные переменные согласно формулам

$$\mathbf{r}_1 = \frac{\mathbf{R}_1}{R_1}, \quad \mathbf{r}_2 = \frac{\mathbf{R}_2}{R_2}, \quad \mathbf{u} = \frac{\boldsymbol{\omega}}{\omega_1}, \quad \mathbf{w} = \frac{\boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\omega}}{\omega_1}. \quad (1.4)$$

Здесь $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$ – единичные векторы; $\mathbf{u}$ – приведенная угловая скорость оболочки; $\mathbf{w}$ – приведенная относительная угловая скорость демпфера.

Обозначим через μ и $\mathbf{m}_g$ безразмерный коэффициент вязкого трения и приведенный гравитационный момент

$$\mu = \frac{\sigma}{\omega_1}, \quad (1.5)$$

$$\mathbf{m}_g = \frac{\mathbf{M}_g}{\omega_1^2} = 3(\mathbf{r}_1 \times \mathbf{J}\mathbf{r}_1 + \alpha \mathbf{r}_2 \times \mathbf{J}\mathbf{r}_2), \quad \alpha = \frac{\beta^2}{82}. \quad (1.6)$$

Здесь $\beta = \omega_2/\omega_1 \approx 13.37$, $\alpha \approx 2.17$.

В качестве независимой переменной, играющей роль времени, выберем истинную аномалию в задаче “Солнце–Земля” $\tau = \omega_1 t$. Тогда динамические уравнения вращательного движения планеты можно записать в следующем виде [8]:

$$\left. \begin{aligned} (\mathbf{J} - I\mathbf{E})\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{u} \times \mathbf{J}\mathbf{u} &= \mu/\mathbf{w} + \mathbf{m}_g, \\ (\mathbf{J} - I\mathbf{E})(\dot{\mathbf{w}} + \mathbf{u} \times \mathbf{w}) &= -\mu\mathbf{J}\mathbf{w} + \mathbf{u} \times \mathbf{J}\mathbf{u} - \mathbf{m}_g. \end{aligned} \right\} \quad (1.7)$$

Здесь $\mathbf{E}$ – единичная матрица, точкой обозначена производная по безразмерному времени $\tau = \omega_1 t$. В записанных уравнениях все векторы задаются своими компонентами в связанном с оболочкой базисе $O\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2\mathbf{e}_3$.

Отметим, что уравнения (1.7) отличаются от полученных в работе [8] уравнений только выражением для приведенного гравитационного момента $\mathbf{m}_g$ (1.6). В публикации [8] рассматривалось движение планеты в поле одного притягивающего центра, и момент $\mathbf{m}_g$ выражался только одним (первым) слагаемым из выражения (1.6).

Уравнения (1.7) дополняются до замкнутой системы кинематическими уравнениями вращательного движения оболочки планеты. Для целей численного интегрирования этих уравнений целесообразно использовать уравнения Пуассона в кватернионах

$$2\dot{\mathbf{\Lambda}} = \mathbf{\Lambda} \circ \mathbf{u}. \quad (1.8)$$

Здесь $\mathbf{\Lambda}$ – кватернион единичной нормы, задающий положение связанного с оболочкой базиса главных осей инерции планеты $O\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2\mathbf{e}_3$ относительно базиса Кенига $O\mathbf{i}_1\mathbf{i}_2\mathbf{i}_3$. Для аналитического исследования вращательного движения планеты будем использовать кинематические уравнения в углах Эйлера ψ, θ, ϕ (рис. 1).

Рассматривая далее случай динамически симметричной планеты, сплюснутой вдоль оси симметрии ($A = B < C$), введем следующие параметры, характеризующие геометрию масс планеты:

$$\varepsilon = \frac{C - A}{A - I}, \quad \gamma = \frac{I}{A - I}. \quad (1.9)$$

Учитывая, что векторы $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$ задаются в базисе Кенига формулами

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{i}_1 \cos \tau + \mathbf{i}_2 \sin \tau, \quad \mathbf{r}_2 = \mathbf{i}_1 \cos \beta \tau + \mathbf{i}_2 \sin \beta \tau,$$

и, проецируя уравнения (1.7) на оси базиса Резаля $\mathbf{e}'_1, \mathbf{e}'_2, \mathbf{e}'_3$ ($\mathbf{e}'_3$ — ось симметрии планеты), задаваемых углами ψ и θ (рис. 1), получим следующую замкнутую систему из восьми уравнений [8]:

$$\left. \begin{aligned} \dot{u}_1 &= -(1 + \varepsilon)u_3u_2 + u_2^2 \operatorname{ctg} \theta + \mu\gamma w_1 + \\ &\quad + F_1 [\cos 2(\tau - \psi) - 1] + \\ &\quad + \alpha F_1 [\cos 2(\beta \tau - \psi) - 1], \\ \dot{u}_2 &= (1 + \varepsilon)u_3u_1 - u_2u_1 \operatorname{ctg} \theta + \mu\gamma w_2 + \\ &\quad + F_2 \sin 2(\tau - \psi) + \alpha F_2 \sin 2(\beta \tau - \psi), \\ \dot{w}_1 &= \varepsilon u_2u_3 + u_2w_2 \operatorname{ctg} \theta - u_2w_3 - \mu(1 + \gamma)w_1 - \\ &\quad - F_1 [\cos 2(\tau - \psi) - 1] - \alpha F_1 [\cos 2(\beta \tau - \psi) - 1], \\ \dot{w}_2 &= -\varepsilon u_1u_3 + u_1w_3 - u_2w_1 \operatorname{ctg} \theta - \mu(1 + \gamma)w_2 - \\ &\quad - F_2 \sin 2(\tau - \psi) - \alpha F_2 \sin 2(\beta \tau - \psi), \\ \dot{w}_3 &= u_2w_1 - u_1w_2 - \mu(1 + \gamma + \varepsilon)w_3/(1 + \varepsilon), \\ \dot{u}_3 &= \mu\gamma w_3/(1 + \varepsilon), \quad \dot{\theta} = u_1, \quad \dot{\psi} \sin \theta = u_2. \end{aligned} \right\} \quad (1.10)$$

Здесь функции F_1 и F_2 определяются формулами

$$F_2 = \frac{3\varepsilon \sin \theta}{2}, \quad F_1 = \frac{3\varepsilon \sin 2\theta}{4} = F_2 \cos \theta. \quad (1.11)$$

Уравнения (1.10) отличаются от уравнений работы [8] только теми дополнительными слагаемыми в правых частях, которые содержат множитель α .

2. ЭВОЛЮЦИОННЫЕ УРАВНЕНИЯ

В задаче об эволюции вращательного движения планеты основной интерес представляют поведение оси вращения планеты и величина ее угловой скорости. Для сплюснутой планеты в установившемся режиме медленной эволюции движения близко к вращению вокруг оси симметрии. Поэтому анализ эволюции сводится к изучению поведения фазовых переменных u_3 , θ , ψ .

Эволюционные уравнения для динамически симметричной планеты с шаровым демпфером, близкой к сферически симметричной ($0 < \varepsilon \ll 1$ — малый параметр), движущейся в гравитационном поле одного притягивающего центра, были получены ранее в работе [8]. При выводе этих уравнений использовался метод осреднения [16, 17], но без приведения системы к стандартной форме.

Изложенный в работе [8] метод применим и к задаче о движении планеты в поле двух притягивающих центров. В рассматриваемой задаче для

получения осредненных уравнений используется замена переменных

$$u_k = U_k + S_k, \quad w_k = W_k + S_{k+2}, \quad k = 1, 2, \quad (2.1)$$

где U_k, W_k — эволюционные компоненты; S_j — осцилляционные компоненты, которые определяются как решения системы уравнений

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial S_1}{\partial \tau} &= -(1 + \varepsilon)US_2 + \mu\gamma S_3 + F_1 \cos 2(\tau - \psi) + \\ &\quad + \alpha F_1 \cos 2(\beta \tau - \psi), \\ \frac{\partial S_2}{\partial \tau} &= (1 + \varepsilon)US_1 + \mu\gamma S_4 + F_2 \sin 2(\tau - \psi) + \\ &\quad + \alpha F_2 \sin 2(\beta \tau - \psi), \\ \frac{\partial S_3}{\partial \tau} &= \varepsilon US_2 - mS_3 - F_1 \cos 2(\tau - \psi) - \\ &\quad - \alpha F_1 \cos 2(\beta \tau - \psi), \\ \frac{\partial S_4}{\partial \tau} &= -\varepsilon US_1 - mS_4 - F_2 \sin 2(\tau - \psi) - \\ &\quad - \alpha F_2 \sin 2(\beta \tau - \psi). \end{aligned} \right. \quad (2.2)$$

Здесь и далее используются обозначения

$$m = \mu(1 + \gamma), \quad U = U_3. \quad (2.3)$$

Решения системы (2.2) записываются гармоническими функциями вида

$$\begin{aligned} S_k &= p_{1k} \sin 2(\tau - \psi) + q_{1k} \cos 2(\tau - \psi) + \\ &\quad + p_{2k} \sin 2(\beta \tau - \psi) + q_{2k} \cos 2(\beta \tau - \psi), \end{aligned}$$

где коэффициенты $p_{1k}, q_{1k}, p_{2k}, q_{2k}$ — ограниченные функции малого параметра ε и зависят только от переменных U и θ .

Замена переменных (2.1) приводит к тому, что в уравнениях для эволюционных компонент U_k, W_k зависимость от времени τ “уходит” в члены второго порядка и выше по ε . После подстановки этой замены в уравнения (1.10) получим, после осреднения по τ , следующую систему осредненных уравнений второго приближения:

$$\left\{ \begin{aligned} \dot{U}_1 &= -(1 + \varepsilon)UU_2 + U_2^2 \operatorname{ctg} \theta + \mu\gamma W_1 - \\ &\quad - (1 + \alpha)F_1 + O(\varepsilon^2), \\ \dot{W}_1 &= \varepsilon UU_2 + U_2W_2 \operatorname{ctg} \theta - U_2W_3 - mW_1 + \\ &\quad + (1 + \alpha)F_1 + O(\varepsilon^2), \\ \dot{U}_2 &= (1 + \varepsilon)UU_1 - U_2U_1 \operatorname{ctg} \theta + \mu\gamma W_2 + O(\varepsilon^3), \\ \dot{W}_2 &= -\varepsilon UU_1 + U_1W_3 - mW_2 - U_2W_1 \operatorname{ctg} \theta - \\ &\quad - \frac{\mu F_2^2}{\sin \theta} (G_1 + \alpha^2 G_2) + O(\varepsilon^3), \\ \dot{W}_3 &= -\mu(1 + \gamma + \varepsilon)W_3/(1 + \varepsilon) + U_2W_1 - U_1W_2 - \\ &\quad - \mu F_2^2 (H_1 + \alpha^2 H_2) + O(\varepsilon^3). \end{aligned} \right. \quad (2.4)$$

$$\dot{U} = \mu\gamma W_3/(1 + \varepsilon), \quad \dot{\theta} = U_1, \quad \dot{\psi} \sin \theta = U_2. \quad (2.5)$$

В уравнениях (2.4) использованы обозначения

$$G_1 = \frac{U(3 - \cos^2 \theta) \cos \theta + 4}{2(4 + m^2)(U^2 - 4)}, \quad (2.6)$$

$$G_2 = \frac{U(3 - \cos^2 \theta) \cos \theta + 4\beta}{2(4\beta^2 + m^2)(U^2 - 4\beta^2)},$$

$$H_1 = \frac{U(1 + \cos^2 \theta) + 4 \cos \theta}{2(4 + m^2)(U^2 - 4)}, \quad (2.7)$$

$$H_2 = \frac{U(1 + \cos^2 \theta) + 4\beta \cos \theta}{2(4\beta^2 + m^2)(U^2 - 4\beta^2)}.$$

Уравнения (2.4), (2.5) отличаются от осредненных уравнений работы [8] только теми дополнительными слагаемыми в правых частях, которые содержат множитель α . При выводе этих уравнений предполагалось, что значения параметра m ограничены неравенством $m = \mu(1 + \gamma) \geq \sqrt{\epsilon}$.

Система (2.4) имеет стационарные решения, асимптотически устойчивые по переменным U_1 , U_2 , W_1 , W_2 , W_3 при фиксированных U и θ . Эти решения определяются из условий равенства нулю правых частей уравнений (2.4) и выражаются следующими формулами:

$$W_1 = \frac{(1 + \alpha)F_2 \cos \theta}{\mu(1 + \gamma)} + O(\epsilon^2), \quad (2.8)$$

$$U_2 = -\frac{(1 + \alpha)F_2 \cos \theta}{U(1 + \gamma)} + O(\epsilon^2),$$

$$U_1 = \frac{\mu\gamma F_2^2}{(1 + \gamma)U \sin \theta} \times \left(G_1 + \alpha^2 G_2 - (1 + \alpha)^2 \frac{\cos^3 \theta}{m^2 U} \right) + O(\epsilon^3), \quad (2.9)$$

$$W_2 = -\frac{F_2^2}{(1 + \gamma) \sin \theta} \times \left(G_1 + \alpha^2 G_2 - (1 + \alpha)^2 \frac{\cos^3 \theta}{m^2 U} \right) + O(\epsilon^3), \quad (2.10)$$

$$W_3 = -\frac{F_2^2}{(1 + \gamma)} \times \left(H_1 + \alpha^2 H_2 + (1 + \alpha)^2 \frac{\cos^2 \theta}{m^2 U} \right) + O(\epsilon^3). \quad (2.11)$$

Далее для получения уравнений, описывающих эволюцию переменных ψ , θ и U , используется теорема А.Н. Тихонова [18] об условиях редукции в системе дифференциальных уравнений с малым параметром. Из уравнений (2.4), (2.5) и формул (2.8)–(2.11) следует, что в установившемся режиме медленной эволюции переменные U_1 ,

U_2 , W_1 , W_2 , W_3 являются “быстрыми” по сравнению с переменными ψ , θ и U (в силу второй из формул (2.8) правая часть уравнения $\dot{\psi} \sin \theta = U_2$ будет ограниченной функцией ϵ , а в силу формул (2.9) и (2.11) правые части первых двух уравнений (2.5) будут ограниченными функциями ϵ^2). Поэтому по указанной теореме Тихонова систему дифференциальных уравнений (2.4) можно заменить системой алгебраических уравнений (2.8)–(2.11) и решать их совместно с дифференциальными уравнениями (2.5).

Подставляя в уравнения (2.5) решения (2.8), (2.9) и (2.11), получим следующие уравнения, описывающие эволюцию переменных ψ , θ и U :

$$\dot{\psi} = -\frac{(1 + \alpha)F_2 \cos \theta}{U(1 + \gamma) \sin \theta} + O(\epsilon^2), \quad (2.12)$$

$$\dot{U} = -\frac{\mu\gamma F_2^2}{(1 + \gamma)} \times \left(H_1 + \alpha^2 H_2 + (1 + \alpha)^2 \frac{\cos^2 \theta}{m^2 U} \right) + O(\epsilon^3), \quad (2.13)$$

$$\dot{\theta} = \frac{\mu\gamma F_2^2}{(1 + \gamma)U \sin \theta} \times \left(G_1 + \alpha^2 G_2 - (1 + \alpha)^2 \frac{\cos^3 \theta}{m^2 U} \right) + O(\epsilon^3). \quad (2.14)$$

Следует отметить, что если сразу усреднить уравнения (1.10) по времени τ , не используя замену (2.1), то из этих осредненных уравнений первого приближения нельзя было бы получить адекватные выражения для решений (2.9)–(2.11) и правых частей уравнений (2.13), (2.14) с точностью до $O(\epsilon^3)$. Эти осредненные уравнения первого приближения описывали бы движения исходной системы (1.10) только с точностью до $O(\epsilon^2)$.

Уравнения (2.13), (2.14) образуют замкнутую систему эволюционных уравнений относительно переменных U и θ . Из этих уравнений можно исключить время и задачу определения фазовых траекторий системы и свести к интегрированию одного единственного уравнения

$$\frac{d\theta}{dU} = -\frac{1}{U \sin \theta} \times \left(\frac{m^2 U (G_1 + \alpha^2 G_2) - (1 + \alpha)^2 \cos^3 \theta}{m^2 U (H_1 + \alpha^2 H_2) + (1 + \alpha)^2 \cos^2 \theta} \right). \quad (2.15)$$

Эволюционные уравнения (2.13), (2.14) и (2.15) отличаются от эволюционных уравнений работы [8] только теми дополнительными слагаемыми в правых частях, которые содержат множитель α .

Из уравнений (2.13), (2.14) и формул (1.11) следует, что скорость эволюции по переменным U и θ пропорциональна ε^2 и обратно пропорциональна U^2 . Поскольку скорость численного интегрирования дифференциальных уравнений пропорциональна скорости эволюции, то при $\varepsilon \ll 1 \ll U$ для построения с приемлемой точностью фазовых траекторий на больших интервалах времени может потребоваться неприемлемо большое время работы программы численного интегрирования точных уравнений (1.10). Что же касается уравнения (2.15), то при его численном интегрировании указанных выше затруднений не возникает, а необходимое время работы программы для вычисления с приемлемой точностью фазовых траекторий оказывается на много порядков меньше, чем при интегрировании уравнений (1.10).

В работе [8] адекватность эволюционных уравнений подтверждена результатами численного интегрирования точных уравнений. Было установлено, что в задаче о движении планеты в поле одного притягивающего центра для значений параметров $0.02 \leq \varepsilon \leq 0.2$, $\mu \leq 10$ и при начальных условиях $U(0) \leq 10$ фазовые траектории точных и эволюционных уравнений практически неразличимы на протяжении всего процесса эволюции планеты.

В рассматриваемой задаче для планеты Земля, где $\varepsilon \approx 0.01$, $U(0) \approx 365$, для получения одной полной траектории эволюции по точным уравнениям (1.10) потребуется неприемлемо большое время работы программы численного интегрирования (в тысячи раз больше, чем для начальных условий $U(0) \leq 10$). Поэтому единственным эффективным средством исследования эволюции вращательного движения Земли на больших интервалах времени (в миллионы и миллиарды лет) представляются уравнения (2.13), (2.14) и (2.15).

Ниже адекватность эволюционных уравнений (2.13), (2.14) будет подтверждена результатами численного интегрирования точных уравнений (1.10) на сравнительно коротких интервалах времени (в несколько тысяч лет).

Далее для записи уравнений (2.12)–(2.14) и последующих уравнений вместо параметров (1.9) будут использованы следующие параметры:

$$\delta = \frac{C-A}{A}, \quad \lambda = \frac{I}{A}. \quad (2.16)$$

Здесь $\delta \approx 0.0033$ — коэффициент динамического сжатия Земли.

Связь между параметрами (1.9) и (2.16) выражается формулами

$$\varepsilon = \frac{\delta}{1-\lambda}, \quad \gamma = \frac{\lambda}{1-\lambda}, \quad m = \mu(1+\gamma) = \frac{\mu}{1-\lambda}. \quad (2.17)$$

При этом оговоренные при выводе осредненных уравнений ограничения $\varepsilon \ll 1$, $m \geq \sqrt{\varepsilon}$ будут выполняться при $\lambda \leq 1 - \sqrt{\delta}$, $\mu \geq \sqrt{\delta}$.

Ниже для анализа скорости эволюции Земли по переменным ψ , θ и U будем исходить из следующих значений параметров и начальных условий:

$$\delta = 0.00328, \quad \beta = 13.37, \quad \alpha = 2.17, \quad (2.18)$$

$$\theta_0 = 23.5^\circ, \quad U_0 = 365.3.$$

При этом, поскольку все указанные переменные являются “медленными”, то в первом приближении для вычисления их изменений на интервалах времени до 10^4 лет значения θ и U в правых частях уравнений (2.12)–(2.14) можно считать неизменными, совпадающими с начальными значениями θ_0 и U_0 .

Для угловой скорости прецессии на основании уравнения (2.12) и формул (1.11), (2.17) получим с точностью до $O(\delta^2)$ следующее выражение:

$$\dot{\psi} = -(1+\alpha) \frac{3\delta \cos \theta}{2U} \approx -3.9 \cdot 10^{-5}. \quad (2.19)$$

Поскольку $\dot{\psi}$ — производная по времени $\tau = \omega_1 t$, где ω_1 — угловая скорость орбитального базиса в задаче “Земля—Солнце”, то, согласно формуле (2.19), изменение угла прецессии за один земной год составляет $\Delta\psi = -2\pi 3.9 \cdot 10^{-5}$ рад, т.е. около 1.4° за столетие. Обратная к выражению (2.19) величина есть период прецессии земной оси, выраженный в годах, и составляет около 25600 лет.

Таким образом, определяемая формулой (2.19) скорость прецессии планеты пропорциональна малому параметру δ и с точностью до $O(\delta^2)$ не зависит от действия внутренних диссипативных сил.

Уравнения для величины угловой скорости Земли и угла нутации на основании уравнений (2.13) и (2.14) записываются с точностью до $O(\delta^3)$ в виде

$$\dot{U} = -\frac{9\mu\lambda\delta^2 \sin^2 \theta}{4} \times \left(H_1^* + \alpha^2 H_2^* + (1+\alpha)^2 \frac{\cos^2 \theta}{\mu^2 U} \right), \quad (2.20)$$

$$\dot{\theta} = \frac{9\mu\lambda\delta^2 \sin \theta}{4U} \left(G_1^* + \alpha^2 G_2^* - (1+\alpha)^2 \frac{\cos^3 \theta}{\mu^2 U} \right). \quad (2.21)$$

Здесь использованы обозначения

$$G_1^* = \frac{U(3 - \cos^2 \theta) \cos \theta + 4}{2[4(1-\lambda)^2 + \mu^2](U^2 - 4)}, \quad (2.22)$$

$$G_2^* = \frac{U(3 - \cos^2 \theta) \cos \theta + 4\beta}{2[4\beta^2(1-\lambda)^2 + \mu^2](U^2 - 4\beta^2)},$$

$$H_1^* = \frac{U(1 + \cos^2 \theta) + 4\cos \theta}{2[4(1 - \lambda)^2 + \mu^2](U^2 - 4)}, \quad (2.23)$$

$$H_2^* = \frac{U(1 + \cos^2 \theta) + 4\beta \cos \theta}{2[4\beta^2(1 - \lambda)^2 + \mu^2](U^2 - 4\beta^2)}.$$

Исключив из уравнений (2.20), (2.21) время, получим одно уравнение (2.15), которое через параметры μ и λ переписывается в следующем виде:

$$\frac{d\theta}{dU} = -\frac{1}{U \sin \theta} \times \left(\frac{\mu^2 U (G_1^* + \alpha^2 G_2^*) - (1 + \alpha)^2 \cos^3 \theta}{\mu^2 U (H_1^* + \alpha^2 H_2^*) + (1 + \alpha)^2 \cos^2 \theta} \right). \quad (2.24)$$

Из уравнений (2.20) и (2.21) следует, что скорость эволюции по переменным U и θ пропорциональна δ^2 , т.е. существенно меньше скорости прецессии (2.19).

Скорость эволюции сложным образом зависит от параметров μ и λ , значения которых неизвестны. Учитывая, что в рассматриваемой задаче $U \gg \beta$, для оценки величины этой скорости вместо уравнений (2.20) и (2.21) можно воспользоваться приближенными уравнениями

$$\dot{U} = -\frac{9\mu\lambda\delta^2 \sin^2 \theta}{8U} \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{4(1 - \lambda)^2 + \mu^2} + \frac{\alpha^2(1 + \cos^2 \theta)}{4\beta^2(1 - \lambda)^2 + \mu^2} + \frac{2\cos^2 \theta}{\mu^2} (1 + \alpha)^2 \right), \quad (2.25)$$

$$\frac{|\Delta U|_{\max}}{U} < \frac{9\pi\delta^{3/2} \sin^2 \theta [(1 + \alpha^2)(1 + 3\cos^2 \theta) + 4\alpha \cos^2 \theta]}{4U^2} \approx 4.3 \cdot 10^{-8}. \quad (2.29)$$

Изменение длительности суток ΔT за один год определяется формулой

$$\Delta T = -\frac{\Delta U}{U} T = -\frac{2\pi \dot{U}}{U} T, \quad (2.30)$$

где T — текущая длительность суток. Из формул (2.25), (2.29) и (2.30) следует, что в области значений параметров (2.27) максимально возможное увеличение длительности суток $\Delta T_{\max}$ не может превышать 0.37 с за столетие.

Ниже приведены две таблицы, в которых указаны рассчитанные на основе уравнения (2.20) и формулы (2.30) приращения длительности суток в миллисекундах за столетие (табл. 1) и рассчитанные на основе уравнения (2.21) приращения угла нутации в угловых миллисекундах за столетие (табл. 2) в зависимости от значений параметров μ и λ .

Если исходить из того, что в настоящее время удлинение суток оценивается в 2 мс за столетие,

$$\dot{\theta} = \frac{9\mu\lambda\delta^2 \sin 2\theta}{16U^2} \left(\frac{3 - \cos^2 \theta}{4(1 - \lambda)^2 + \mu^2} + \frac{\alpha^2(3 - \cos^2 \theta)}{4\beta^2(1 - \lambda)^2 + \mu^2} - 2(1 + \alpha)^2 \frac{\cos^2 \theta}{\mu^2} \right). \quad (2.26)$$

Из уравнения (2.26) следует, что для указанных выше значений α , β и начальных условий (2.18) угол между осью вращения Земли и нормалью к плоскости эклиптики убывает при любых значениях параметров μ и λ из области

$$\mu \geq \sqrt{\delta}, \quad \lambda \leq 1 - \sqrt{\delta}. \quad (2.27)$$

При этом в области (2.27) максимально возможное изменение угла θ за один год ограничено неравенством

$$|\Delta \theta|_{\max} < \frac{9\pi(1 + \alpha)^2 \delta^{3/2} \sin 2\theta \cos^2 \theta}{4U^2} \approx 6.15 \cdot 10^{-8}, \quad (2.28)$$

т.е. составляет не более 1.3 угл. с за столетие.

На основании уравнения (2.25) оценивается изменение со временем величины угловой скорости Земли в рамках рассматриваемой модели. Обозначим через ΔU изменение величины U за один год. Учитывая, что это изменение определяется формулой $\Delta U = 2\pi \dot{U}$, получим, что в области (2.27)

т.е. $\Delta T = 2 \cdot 10^{-5}$ с, то согласно табл. 1 в области $\mu \geq \sqrt{\delta} \approx 0.06$ и $\lambda \leq 1 - \sqrt{\delta} \approx 0.94$, где применимы используемые эволюционные уравнения, имеется множество значений μ и λ , при которых уравнение (2.20) дает наблюдаемую величину. По данным табл. 1 связь между μ и λ на этом множестве близка к линейной и приближенно аппроксимируется формулой $\mu = 7.3\lambda$. В свою очередь, согласно данным табл. 2, приращения угла нутации в разных точках этого множества существенно не отличаются друг от друга и не превышают значения 12.5 угл. мс за столетие.

Заметим, что при $\Delta T = 2 \times 10^{-5}$ с величина $\dot{U}$ определяется формулой

$$\dot{U} = \frac{\Delta U}{2\pi} = -\frac{\Delta T}{2\pi T} U \approx -\frac{2.3 \cdot 10^{-10} U}{2\pi}. \quad (2.31)$$

Для проверки адекватности эволюционных уравнений (2.20) и (2.21) проведено сравнение полученных на основе этих уравнений данных

Таблица 1. Приращение длительности суток (в миллисекундах за столетие)

Параметры	$\mu = 0.1$	$\mu = 0.6$	$\mu = 1.4$	$\mu = 2.2$	$\mu = 3.0$	$\mu = 3.8$	$\mu = 4.6$
$\lambda = 0.1$	13.3	2.25	0.99	0.64	0.48	0.39	0.32
$\lambda = 0.2$	26.7	4.51	2.00*	1.31	0.97	0.78	0.65
$\lambda = 0.3$	40.0	6.78	3.02	1.97	1.47	1.18	0.98
$\lambda = 0.4$	53.4	9.09	4.07	2.65	1.98	1.58	1.33
$\lambda = 0.5$	66.7*	11.4	5.14	3.35	2.50	2.01*	1.69
$\lambda = 0.6$	80.1	13.9	6.24	4.07	3.05	2.46	2.07
$\lambda = 0.7$	93.6	16.5	7.39	4.84	3.65	2.97	2.53

Таблица 2. Приращение угла нутации (в угловых миллисекундах за столетие)

Параметры	$\mu = 0.1$	$\mu = 0.6$	$\mu = 1.4$	$\mu = 2.2$	$\mu = 3.0$	$\mu = 3.8$	$\mu = 4.6$
$\lambda = 0.1$	-76.2	-12.5	-5.17	-3.18	-2.27	-1.76	-1.43
$\lambda = 0.2$	-152	-25.0	-10.2*	-6.30	-4.51	-3.49	-2.84
$\lambda = 0.3$	-228	-37.3	-15.2	-9.35	-6.69	-5.18	-4.20
$\lambda = 0.4$	-304	-49.4	-20.0	-12.3	-8.81	-6.89	-5.50
$\lambda = 0.5$	-380*	-61.3	-24.7	-15.2	-10.8	-8.33*	-6.69
$\lambda = 0.6$	-456	-72.5	-29.1	-17.9	-12.7	-9.67	-7.69
$\lambda = 0.7$	-532	-82.9	-33.2	-20.2	-14.2	-10.6	-8.26

табл. 1 и 2 с результатами численного интегрирования точных уравнений (1.10).

На рис. 2, 3 и 4 приведены полученные численным интегрированием точных уравнений (1.10) графики изменения длительности суток и угла нутации в зависимости от времени для следующих трех комбинаций значений параметров:

$$\begin{aligned} \text{Рис. 1: } \mu &= 0.1, \quad \lambda = 0.5; \\ \text{рис. 2: } \mu &= 1.4, \quad \lambda = 0.2; \\ \text{рис. 3: } \mu &= 3.8, \quad \lambda = 0.5. \end{aligned} \quad (2.32)$$

На этих графиках через N обозначено число лет; ΔT — приращение длительности суток, мс; $\Delta \theta$ — приращение угла нутации, угл. мс.

Как видно из представленных графиков, в поведении угла нутации имеется осцилляционная составляющая большой амплитуды. Поэтому для выявления с приемлемой точностью эволюционной составляющей в поведении угла нутации численное интегрирование уравнений (1.10) проводилось на интервале времени в одну тысячу лет (рис. 2, 3) и две тысячи лет (рис. 4). В последнем случае эволюционная составляющая в изменении угла нутации составила всего лишь около 0.17 угл. с за две тысячи лет, а время работы программы численного интегрирования уравнений (1.10) составило около одного часа. Этот пример показывает, что для анализа эволюции системы на больших интервалах времени (в миллионы или миллиарды

лет) точные уравнения (1.10) непригодны, поскольку для их численного интегрирования требуются неприемлемо большие затраты времени.

Сопоставление представленных на рис. 2–4 результатов численного интегрирования точных уравнений (1.10) и приведенных в табл. 1 и 2 результатов расчетов на основе эволюционных уравнений (2.20), (2.21) для значений параметров (2.32) показывает (ячейки таблиц, соответствующие значениям параметров (2.32), отмечены символом *), что уравнения (2.20), (2.21) адекватно и с высокой точностью описывают эволюцию системы (1.10). Это обстоятельство дает основание для использования уравнений (2.20), (2.21) и (2.24) при анализе эволюции системы на больших интервалах времени, где применение точных уравнений проблематично.

На рис. 5 представлены рассчитанные на основе уравнения (2.24) фазовые траектории эволюционного процесса во вращательном движении Земли. Здесь угловая скорость U выражалась в числе оборотов Земли вокруг своей оси за один год, а через U_x и U_z обозначены проекции этой угловой скорости на плоскость орбиты и на нормаль к плоскости орбиты, соответственно.

В левой части рисунка $\lambda = 0.5$, а разным фазовым траекториям отвечают разные значения параметра μ , от $\mu = 0.1$ (верхняя кривая) до $\mu = 10.1$ (нижняя кривая). В правой части рисунка $\mu = 2$, и

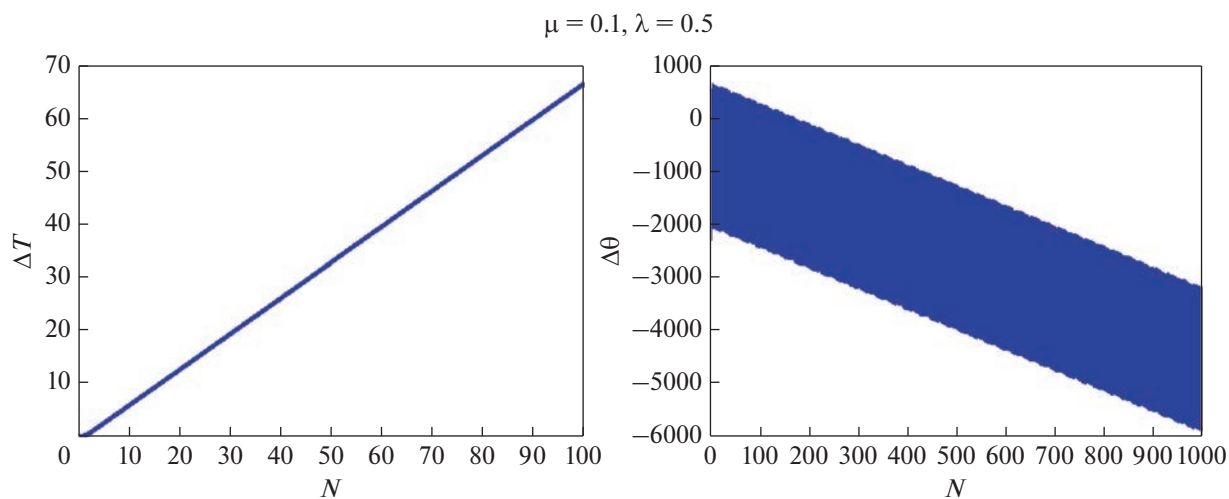


Рис. 2

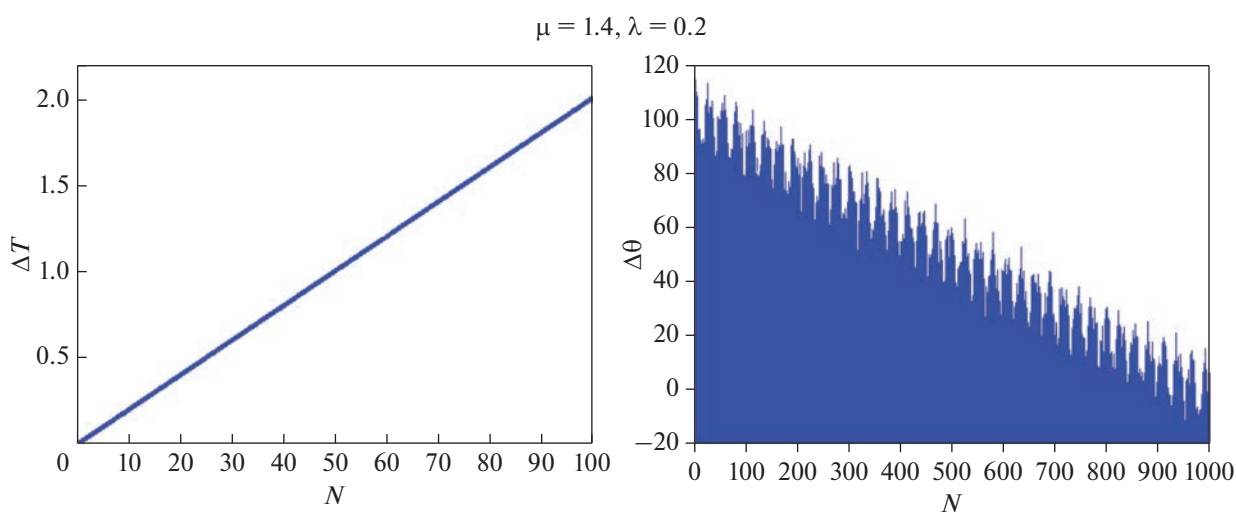


Рис. 3

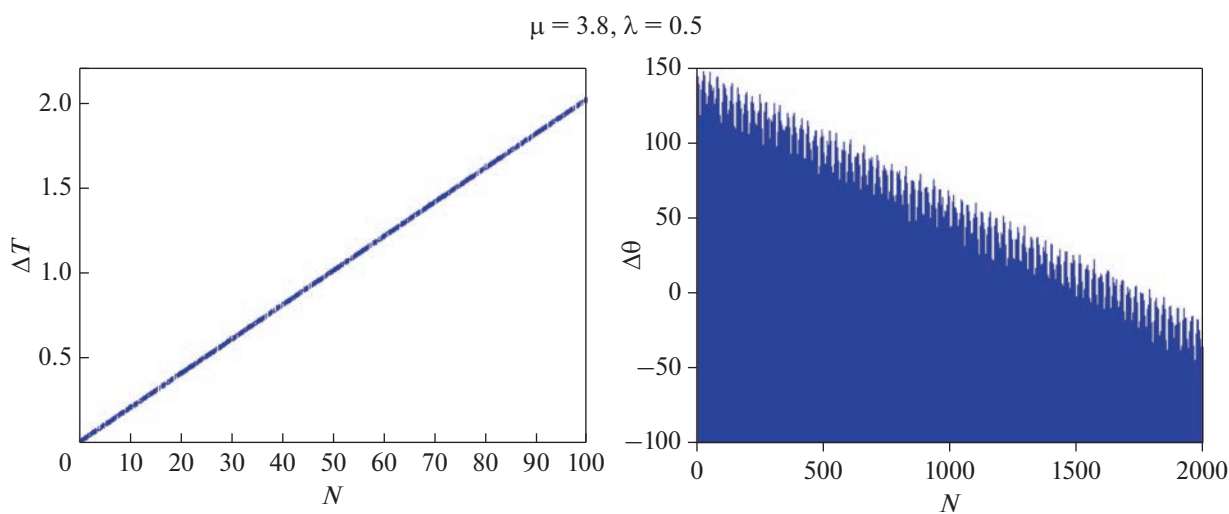


Рис. 4

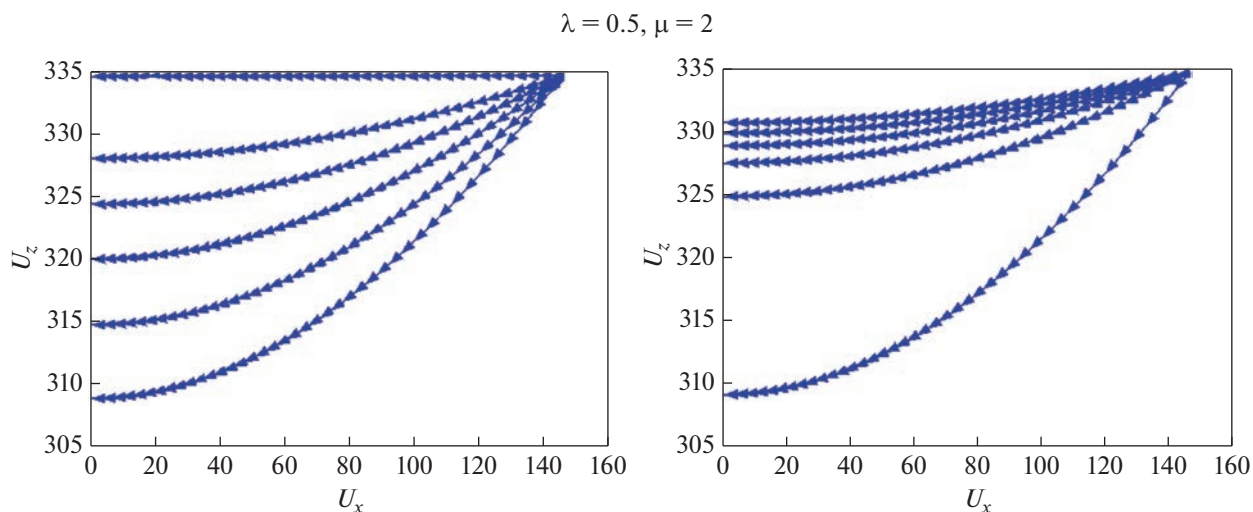


Рис. 5

разным траекториям отвечают разные значения параметра λ от $\lambda = 0.1$ (верхняя кривая) до $\lambda = 0.9$ (нижняя кривая).

Как видно из представленных графиков, на каждой траектории угловая скорость Земли и угол нутации монотонно уменьшаются, а финалом эволюционного процесса в каждом случае является вращение вокруг нормали к плоскости орбиты с постоянной угловой скоростью.

3. О ДРЕЙФЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЮСОВ ЗЕМЛИ

Согласно данным наблюдений [19], северный магнитный полюс Земли находится под углом около 10° к оси вращения Земли и дрейфует в западном направлении со скоростью почти 50 км в год.

Покажем, что наблюдаемый дрейф магнитных полюсов можно объяснить в рамках механической модели угловым ускорением Земли. Не вникая детально в физику процесса генерации магнитного поля, будем исходить из предположения, что направление магнитного поля определяется ориентацией магнитного диполя, связанного с внутренним твердым ядром Земли. В такой постановке дрейф магнитных полюсов можно будет объяснить поворотами внутреннего ядра Земли относительно ее оболочки (коры).

Для решения поставленной задачи планету Земля будем моделировать системой из трех тел: оболочки, демпфера и ядра. К оболочке отнесем кору Земли и примыкающую к ней часть слоя вязкой мантии, к демпферу — остальную часть слоя вязкой мантии и внешнее жидкое ядро, а ядром будем считать шарообразное однородное внутреннее твердое ядро Земли. В рамках такой модели внутреннее твердое ядро вследствие относитель-

ной малости его момента инерции (по грубым оценкам отношение момента инерции внутреннего твердого ядра к моменту инерции всей Земли составляет не более $5 \cdot 10^{-3}$) не будет оказывать существенного влияния на движение оболочки и демпфера. Поэтому для описания вращательного движения оболочки и демпфера будем использовать полученные в предыдущем разделе в рамках задачи “оболочка–демпер” осредненные уравнения (2.19)–(2.21), а из уравнений вращательного движения внутреннего твердого ядра определим его угловое перемещение относительно оболочки.

Обозначим через $\mathbf{V} = (\boldsymbol{\omega}^* - \boldsymbol{\omega})/\omega_1$ вектор безразмерной угловой скорости ядра относительно оболочки. Здесь, как и ранее, $\boldsymbol{\omega}$ — абсолютная угловая скорость оболочки; $\boldsymbol{\omega}^*$ — абсолютная угловая скорость ядра; ω_1 — угловая скорость орбитального базиса в задаче “Солнце–Земля”. Используя, как и ранее, безразмерное время $\tau = \omega_1 t$, получим следующие уравнения вращательного движения ядра относительно оболочки, записанные в проекциях на оси базиса Резаля $\mathbf{e}'_1, \mathbf{e}'_2, \mathbf{e}'_3$:

$$\dot{\mathbf{V}} = -\dot{\mathbf{U}} - \mathbf{U}'\mathbf{V} - \mu^*(\mathbf{V} - \mathbf{W}). \quad (3.1)$$

Здесь $\mathbf{U} = \boldsymbol{\omega}/\omega_1$ — безразмерная угловая скорость оболочки;

$$\mathbf{U}' = \dot{\theta}\mathbf{e}'_1 + \dot{\psi}\sin\theta\mathbf{e}'_2 + \dot{\psi}\cos\theta\mathbf{e}'_3 \quad (3.2)$$

— безразмерная угловая скорость базиса Резаля; $\mathbf{W}$ — безразмерная относительная угловая скорость демпфера; $\mu^* = \sigma^*/\omega_1$ — безразмерный коэффициент вязкого трения между демпфером и внутренним ядром. В записанных уравнениях поведение

переменных $\mathbf{U}$, $\mathbf{U}'$ и $\mathbf{W}$ будем описывать решениями эволюционных уравнений (2.19)–(2.21).

Далее будем исходить из предположения, что $\mu^* \ll \mu$, где μ — безразмерный коэффициент вязкого трения между оболочкой и демпфером. При этих условиях в установившемся режиме медленной эволюции будем иметь $|\mathbf{V}| \gg |\mathbf{W}|$, а уравнения (3.1) можно заменить уравнениями

$$\dot{\mathbf{V}} = -\dot{\mathbf{U}} - \mathbf{U}'\mathbf{V} - \mu^* \mathbf{V}. \quad (3.3)$$

Угловая скорость оболочки в проекциях на оси базиса Резаля выражается формулой

$$\mathbf{U} = \psi \sin \theta \mathbf{e}_2' + \dot{\theta} \mathbf{e}_1' + (U + \psi \cos \theta) \mathbf{e}_3, \quad (3.4)$$

где $U \approx 365.3$; ψ и $\dot{\theta}$ выражаются формулами (2.19) и (2.21). Главные члены в выражении для углового ускорения оболочки записываются в виде

$$\dot{\mathbf{U}} = \mathbf{U}'U\mathbf{e}_3 + \dot{U}\mathbf{e}_3 = \psi U \sin \theta \mathbf{e}_1' - \dot{\theta} U \mathbf{e}_2' + \dot{U}\mathbf{e}_3, \quad (3.5)$$

где $\dot{U}$ выражается формулой (2.31).

В итоге из векторного уравнения (3.3) при учете формул (3.2), (3.4) и (3.5) получим в проекциях на оси $\mathbf{e}_1', \mathbf{e}_2', \mathbf{e}_3$ следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \dot{V}_1 = -\psi U \sin \theta - V_3 \psi \sin \theta + V_2 \psi \cos \theta - \mu^* V_1, \\ \dot{V}_2 = \dot{\theta} U + \dot{\theta} V_3 - V_1 \psi \cos \theta - \mu^* V_2, \\ \dot{V}_3 = -\dot{U} + V_1 \psi \sin \theta - V_2 \dot{\theta} - \mu^* V_3. \end{cases} \quad (3.6)$$

Система (3.6) допускает стационарное решение, которое соответствует установившемуся вращению ядра. Это решение определяется условием равенства нулю правых частей уравнений (3.6) и выражается следующими формулами:

$$V_1 = -\frac{(\mu^* U - \dot{U})(\mu^* \psi \sin \theta - \dot{\theta} \psi \cos \theta)}{\mu^*(\mu^{*2} + \psi^2 + \dot{\theta}^2)}, \quad (3.7)$$

$$V_2 = \frac{(\mu^* U - \dot{U})(\mu^* \dot{\theta} + \dot{\theta} \psi^2 \sin \theta \cos \theta)}{\mu^*(\mu^{*2} + \psi^2 + \dot{\theta}^2)}, \quad (3.8)$$

$$V_3 = -\frac{\mu^* U \dot{\theta}^2 + \mu^{*2} \dot{U} + \dot{\theta}^2 \dot{U} \cos^2 \theta + \mu^* \dot{\theta} \psi^2 U \sin^2 \theta}{\mu^*(\mu^{*2} + \psi^2 + \dot{\theta}^2)}. \quad (3.9)$$

Учитывая, что $|\dot{\theta}| \ll |\dot{\psi}|$, $|\dot{U}| \ll |\dot{\psi}|$, и предполагая, что $|\dot{\psi}| \ll \mu^*$, получим

$$\begin{aligned} V_1 &\approx -\frac{U \psi \sin \theta}{\mu^*}, \quad |V_2| \ll |V_1| \Rightarrow V_2 \approx 0, \\ V_3 &\approx -\frac{\dot{\theta}^2 U \sin^2 \theta}{\mu^{*2}} - \frac{\dot{U}}{\mu^*}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Таким образом, в установившемся режиме вектор относительной угловой скорости ядра приближенно выражается формулой

$$\begin{aligned} \mathbf{V} = V_1 \mathbf{e}_1' + V_3 \mathbf{e}_3 &= -\frac{U \psi \sin \theta}{\mu^*} \mathbf{e}_1' - \\ &- \left(\frac{\dot{\theta}^2 U \sin^2 \theta}{\mu^{*2}} + \frac{\dot{U}}{\mu^*} \right) \mathbf{e}_3. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Поскольку проекции этой скорости на оси базиса Резаля неизменны, то такое движение ядра относительно оболочки есть регулярная прецессия. Его можно представить в виде комбинации двух вращений

$$\begin{aligned} \mathbf{V} &= \boldsymbol{\Omega}_1 + \boldsymbol{\Omega}_2, \quad \boldsymbol{\Omega}_1 = -U \mathbf{e}_3, \\ \boldsymbol{\Omega}_2 &= (U + V_3) \mathbf{e}_3 + V_1 \mathbf{e}_1', \end{aligned} \quad (3.12)$$

где первым является вращение базиса Резаля вокруг оси $\mathbf{e}_3$ с угловой скоростью $\boldsymbol{\Omega}_1 = -U \mathbf{e}_3$ (прецессия), а второе — собственное вращение относительно базиса Резаля с угловой скоростью $\boldsymbol{\Omega}_2$. При этом величина угловой скорости собственного вращения выражается формулой

$$\Omega_2 = \sqrt{(U + V_3)^2 + V_1^2}, \quad (3.13)$$

а ось собственного вращения определяется единичным вектором

$$\boldsymbol{\xi}' = \frac{(U + V_3) \mathbf{e}_3 + V_1 \mathbf{e}_1'}{\Omega_2} = \mathbf{e}_3 \cos \alpha + \mathbf{e}_1' \sin \alpha. \quad (3.14)$$

Перейдем к новому безразмерному времени $t = U \tau$ и введем обозначение

$$h = \frac{\Omega_2}{U} - 1 \approx \frac{V_3}{U} + \frac{V_1^2}{2U^2}. \quad (3.15)$$

Тогда для прецессионного вращения ядра, описываемого формулами (3.11)–(3.14), кватернион конечного поворота выразится произведением $\Lambda = \Lambda_1 \circ \Lambda_2$, где

$$\begin{aligned} \Lambda_1 &= \cos \frac{t}{2} - \mathbf{e}_3 \sin \frac{t}{2}, \\ \Lambda_2 &= \cos \frac{(1+h)t}{2} + \\ &+ (\mathbf{e}_3 \cos \alpha + \mathbf{e}_1' \sin \alpha) \sin \frac{(1+h)t}{2}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Вычислив это произведение, получим

$$\begin{aligned} \Lambda = & \cos \frac{ht}{2} + \mathbf{e}_3 \sin \frac{ht}{2} + (\cos \alpha - 1) \sin \frac{t}{2} \times \\ & \times \sin \frac{(1+h)t}{2} + \mathbf{e}_1 \sin \alpha \sin \frac{(1+h)t}{2} \cos \frac{t}{2} + \\ & + \mathbf{e}_3 (\cos \alpha - 1) \cos \frac{t}{2} \sin \frac{(1+h)t}{2} - \\ & - \mathbf{e}_2 \sin \alpha \sin \frac{(1+h)t}{2} \sin \frac{t}{2}. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Отсюда следует, что за время $\Delta t = 2\pi/(1+h)$, что соответствует одному обороту планеты вокруг своей оси, кватернион конечного поворота ядра выразится формулой

$$\Lambda(\Delta t) = \cos \left(\frac{2\pi h}{2(1+h)} \right) + \mathbf{e}_3 \sin \left(\frac{2\pi h}{2(1+h)} \right). \quad (3.18)$$

Это означает, что за один день ядро повернется вокруг оси $\mathbf{e}_3$ на угол $2\pi h$, а за один год угол поворота ядра вокруг оси $\mathbf{e}_3$ составит

$$\begin{aligned} \Delta\varphi & \approx 2\pi U h \approx 2\pi \left(V_3 + \frac{V_1^2}{2U} \right) = \\ & = 2\pi \left(-\frac{\psi^2 U \sin^2 \theta}{2\mu^{*2}} - \frac{\dot{U}}{\mu^*} \right). \end{aligned} \quad (3.19)$$

Для наблюдаемого смещения северного магнитного полюса Земли угол поворота ядра вокруг оси $\mathbf{e}_3$ за один год должен составлять $\Delta\varphi \approx -0.05$. Подставляя в формулу (3.19) это значение, а также вычисленные ранее значения ψ (2.19), $\dot{U}$ (2.31), $\theta = 23.5^\circ$, $U = 365.3$, получим следующее уравнение:

$$-\frac{2.77 \cdot 10^{-7}}{\mu^{*2}} + \frac{0.84 \cdot 10^{-7}}{\mu^*} = -0.05. \quad (3.20)$$

Решением этого уравнения

$$\mu^* \approx 2.35 \cdot 10^{-3} \quad (3.21)$$

определяется значение коэффициента вязкого трения, при котором в рамках рассматриваемой модели реализуется вращательное движение внутреннего ядра относительно оболочки, адекватно объясняющее наблюдаемый дрейф магнитных полюсов Земли. Малое значение коэффициента (3.21) можно объяснить высокой температурой внутреннего твердого ядра Земли, вследствие чего примыкающий к нему слой внешнего жидкого ядра может обладать свойством сверхтекучести.

Отметим, что значение коэффициента (3.21) удовлетворяет принятым ранее предположениям $\mu^* \ll \mu$ и $|\psi| \gg \mu^*$.

В рамках рассмотренной модели дрейф магнитных полюсов объясняется только наличием углового ускорения Земли, которое обусловлено

прецессией вокруг нормали к плоскости орбиты и изменением величины угловой скорости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках модели М.А. Лаврентьева проведено исследование влияния внутренних диссипативных сил на эволюцию вращательного движения Земли в гравитационном поле Солнца и Луны. Получены эволюционные уравнения, описывающие поведение оси вращения Земли и величины ее угловой скорости. Определены зависимости скорости эволюции для разных переменных от значений параметров модели. Показано, что наблюдаемое изменение длительности суток можно объяснить в рамках модели Лаврентьева. Построены фазовые траектории, описывающие эволюцию вращательного движения Земли от текущего состояния до финальной точки, в которой Земля будет вращаться вокруг нормали к плоскости орбиты с постоянной угловой скоростью.

Показано, что наблюдаемый дрейф магнитных полюсов Земли можно объяснить в рамках механической модели угловым ускорением Земли.

Автор выражает благодарность Д.А. Притыкину за обсуждение работы и предложения по ее содержанию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белецкий В.В. Движение спутника относительно центра масс в гравитационном поле. М.: Изд-во МГУ, 1975. 308 с.
2. Моисеев Н.Н., Румянцев В.В. Динамика тела с полостями, содержащими жидкость. М.: Наука, 1965. 439 с.
3. Черноусько Ф.Л. Движение твердого тела с полостями, содержащими вязкую жидкость. М.: Вычисл. центр АН СССР, 1968. 232 с.
4. Сидоренко В.В. Эволюция вращательного движения планеты с жидким ядром // Астроном. вестник. 1993. Т. 27. № 2. С. 119–127.
5. Черноусько Ф.Л. О движении твердого тела, содержащего сферический демпфер // Приклад. механика и техн. физика. 1968. № 1. С. 73–79.
6. Амеликин Н.И. Об асимптотических свойствах движений спутников в центральном поле, обусловленных внутренней диссипацией // Прикладная математика и механика. 2011. Т. 75. № 2. С. 204–223.
7. Амеликин Н.И., Холощак В.В. Об устойчивости стационарных вращений спутника с внутренним демпфированием в центральном гравитационном поле // Прикладная математика и механика. 2017. Т. 81. № 2. С. 123–136.
8. Амеликин Н.И., Холощак В.В. Эволюция вращательного движения динамически симметричного спутника с внутренним демпфированием на круговой орбите // Прикладная математика и механика.

2019. Т. 83. № 1. С. 3–15.
<https://doi.org/10.1134/S0032823519010016>
9. *Амелькин Н.И., Холощак В.В.* Вращательное движение несимметричного спутника с демпфером на круговой орбите // Прикладная математика и механика. 2019. Т. 83. № 1. С. 16–31.
<https://doi.org/10.1134/S0032823519010028>
10. *Амелькин Н.И.* Эволюция вращательного движения планеты на круговой орбите под влиянием внутренних упругих и диссипативных сил // Известия Российской академии наук. Механика твердого тела. 2020. № 2. С. 96–111.
<https://doi.org/10.31857/S0572329920020038>
11. *Манк У., Макдональд Г.* Вращение Земли. М.: Мир, 1964. 385 с.
12. *Альвен Х., Аррениус Г.* Эволюция солнечной системы. М.: Мир, 1979. 512 с.
13. *Мюррей К., Дермотт С.* Динамика Солнечной системы. М.: Физматлит, 2010. 588 с.
14. *Вильке В.Г., Копылов С.А., Марков Ю.Г.* Эволюция вращательного движения вязкоупругого шара в центральном ньютоновском поле сил // Прикладная математика и механика. 1985. Т. 49. № 1. С. 25–34.
15. *Джеффрис Г.* Земля, ее происхождение, история и строение: пер. с 4-го англ. изд; под ред. Кейлис-Борока В.И., Магницкого В.А. М.: Иностран. лит., 1960. 485 с.
16. *Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А.* Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Наука, 1974. 503 с.
17. *Журавлев В.Ф., Климов Д.М.* Прикладные методы в теории колебаний. М.: Наука, 1988. 326 с.
18. *Тихонов А.Н.* Системы дифференциальных уравнений, содержащие малые параметры при производных // Матем. сб. 1952. Т. 31(73). № 3. С. 575–586.
19. *Alken P., Th'ebault E., Beggan C. et al.* International geomagnetic reference field: the thirteenth generation // Earth, Planets and Space. 2021. V. 73. Iss. 1. Art. ID. 49. 25 p.
<https://doi.org/10.1186/s40623-020-01288-x>

УДК 519.2, 523.9, 536.75

ЭНТРОПИЙНЫЕ ФУНКЦИОНАЛЫ И ИНФОРМАЦИЯ РАЗЛИЧИЯ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ СПУТНИКОВОГО МОНИТОРИНГА

© 2023 г. Ю. А. Антонов¹, В. И. Захаров², Н. А. Сухарева^{2, 3, *}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Центр информационных средств и технологий, Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*SuharevaNA@my.msu.ru

Поступила в редакцию 02.03.2023 г.

После доработки 24.04.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Обсуждаются результаты информационного анализа временных рядов спутникового мониторинга состояния межпланетного магнитного поля, предоставляемые базой данных Центра космических полетов Годдарда (*англ.* NASA Goddard Space Flight Center). В арсенале методов анализа основное внимание отводится контролю неэкстенсивных свойств при масштабировании временных выборок, создаваемых на основе временных рядов 2001–2022 гг. Демонстрируется перестройка модальности функции распределения вероятности для компонент межпланетного магнитного поля в рассматриваемом ансамбле реализаций. Представлены результаты реконструкции кинетики энтропийных мер Шеннона–Больцмана–Гиббса, Тсаллиса и Реньи. В неэкстенсивном приближении анализируется влияние q -деформации фазового пространства на стохастические режимы исследуемой системы. В работе впервые совместно исследуются кинетика информационного расхождения и кинетика энтропийных мер ансамбля реализаций значений межпланетного магнитного поля. Указывается необходимость согласования q -параметров деформации фазового пространства, опорной и контролируемой подсистем, в том числе, при использовании асимптотических приближений в методиках прогноза с применением нейросетевых алгоритмов и алгоритмов глубокого обучения.

DOI: 10.31857/S0023420623600149, EDN: CBUWSZ

ВВЕДЕНИЕ

Классическое исследование систем со сложной хаотической динамикой начинается с выбора модели топологии фазового пространства, определения размерности пространства, обоснования гипотезы о типе реализуемых энергетических распределений, условиях равновесных распределений. Активное развитие в последнее время получили методы термостатики неэкстенсивных систем, позволяющие объединить описание эволюции открытых нестационарных, неравновесных, неаддитивных и неэкстенсивных систем с подходом Лагранжа к анализу эволюции термодинамического ансамбля состояний. Примерно такое развитие проходила в начале 2010-х гг. статистическая термодинамика неравновесных процессов в магнитосфере Земли, структуре и динамике магнитного поля межпланетного пространства, структуры гелиосферы. Первые этапы развития неэкстенсивного подхода к описанию магнитосферы представлены в цикле работ [1–7].

Расширение класса анализируемых процессов привело к созданию первого приближения унифицированных моделей вариации межпланетного магнитного поля, магнитосферы Земли, токовых структур, солнечной активности. Универсальность подхода к разнородным компонентам нестационарных открытых систем позволило выявить однотипные закономерности для сейсмических явлений, тайфунов, циклонов. Одновременно с расширением области применения, неэкстенсивная статистика и информатика за два десятилетия развития обнаружили ряд внутренних противоречий, лежащих на границе канонической термодинамики и информационной термостатики открытых неравновесных и нестационарных систем. С примерами анализа таких противоречий можно познакомиться в работах [8–15].

В настоящих исследованиях источником экспериментальных данных и формируемых на их основе временных рядов был выбран космический аппарат *Wind*, доступ к данным которого осуществ-

лялся через запросы к веб-интерфейсу базы: https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/om_filt_min.html.

Критерий выбора связан с объемом накопленных данных, позволяющим формировать выборки на различных временных масштабах. Используемый интервал опроса в 1 мин достаточен для слежения за деталями эволюции межпланетного магнитного поля, доступная длительность выборок с требуемым шагом дискретизации составляет более 20 лет. Для реконструкции статистических характеристик временных рядов необходимо провести анализ статистики пропусков данных, способных исказить результат исследуемых статистик процесса вариации межпланетного поля. В зависимости от приоритета шкалы времени или шкалы значений компонент вектора магнитного поля использовались известные методы обработки: метод исключения пропущенных позиций, смещения в нулевое значение, децимации с усреднением, оконного сглаживания, созданные на основе библиотечных функций.

Несмотря на широкую область применения физической информатики для анализа свойств стохастических систем, в частности магнитосферы и гелиосферы, практически без внимания остались информационно-динамические характеристики системы, описывающие эволюцию отдельных элементов статистического ансамбля состояний, — взаимную информацию, информационное расхождение. В нашей работе последовательно описываются наблюдаемые информационные свойства временных рядов не типичные для аддитивных и экстенсивных систем, рассматриваются результаты q -деформации профиля распределения вероятности, эскортных распределений, информационной дивергенции для процессов, соответствующих наблюдаемой системе.

ЭМПИРИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Ранее показано, что традиционный подход, принятый в термодинамике Больмана—Гиббса—Шеннона, неприменим в анализе процессов и состояний магнитосферы, поскольку основное предположение о равнодоступности всех ячеек фазового объема некорректно из-за пространственной термической неоднородности, неравновесности и нестационарности анализируемых процессов [1–7]. Фактически в классической термодинамике отсутствуют запрещенные состояния и выровнена вероятность посещения доступных. Естественным следствием подобных моделей будет каноническое распределение для вероятности населенности конкретного состояния как функции значения энергии [16, 17]. Неравновесные, неоднородные и нестационарные системы имеют иной тип фазового пространства, допускающего взаимодействие с запаздыванием, нелокальные

взаимодействия, мультифрактальную структуру [18, 19]. Следствием модификации фазового пространства будет потеря аддитивности и экстенсивности для ряда термодинамических характеристик, прежде всего для внутренней энергии, температуры и энтропии [20–22]. Наблюдаемые характеристики физических систем модифицируются, но в пределе перехода к непрерывному, гладкому и евклидовому фазовому пространству совпадают с традиционными [23–25].

Рассмотрим набор реализаций функций распределения при длительности наблюдения в один год. В качестве примера в работе используются выборки 2001 г. частотой опроса в 1 мин и максимальной длительностью интервала в 525 600 отсчетов. Диапазоны изменения компонент магнитного поля и шаг квантования значений определим следующим образом — $\delta B_{x,y,z} = 0.05 nT$, $\Delta B_{x,y,z} = \pm 20.00 nT$. Выбор интервалов значений проведен с учетом собственных характеристик исследуемого процесса, таких как ширина частотного спектра сигналов парциальных систем, необходимость предфильтрации сигналов в области высоких и низких частот. Вероятность нахождения системы в состоянии i определяется отношением числа реализаций к числу испытаний. Полученные функции распределения вероятностей следует рассматривать как функцию многих параметров, связанных со структурой и положением временного интервала наблюдения.

Представленные “годовые” распределения вероятностей только для B_z -компоненты магнитного поля имеют один максимум распределения вероятностей, расположенный вблизи нулевого значения проекции вектора магнитного поля. Практически все функции распределения асимметричны с переносом центра распределения в сторону положительных значений проекций поля. Как следует из рис. 1, функции распределения для B_x , B_y бимодальны со сдвигом пиков до 10 нТ.

Рассмотрим модификацию профиля функций распределения вероятности в зависимости от ширины окна. Зафиксируем левую границу окна выборки в начале 2001 г. и построим функции распределения вероятности для длительности интервалов в 4 дня, 12, 32, 120 и 360 дней. Результат построения отображен на рис. 2. Наблюдаемая на рис. 1 и рис. 2 многомодальность функции распределения вероятности для X - и Y -компонент может быть объяснена множеством факторов — от технических решений аппаратуры регистрации проекций магнитного поля до аддитивных вихревых структур, нарушающих одномодальность и зеркальную симметрию функции распределения вероятности [26]. Изменяя положение границ временного интервала, используемого для регистрации гистограммы, можно локализовать ин-

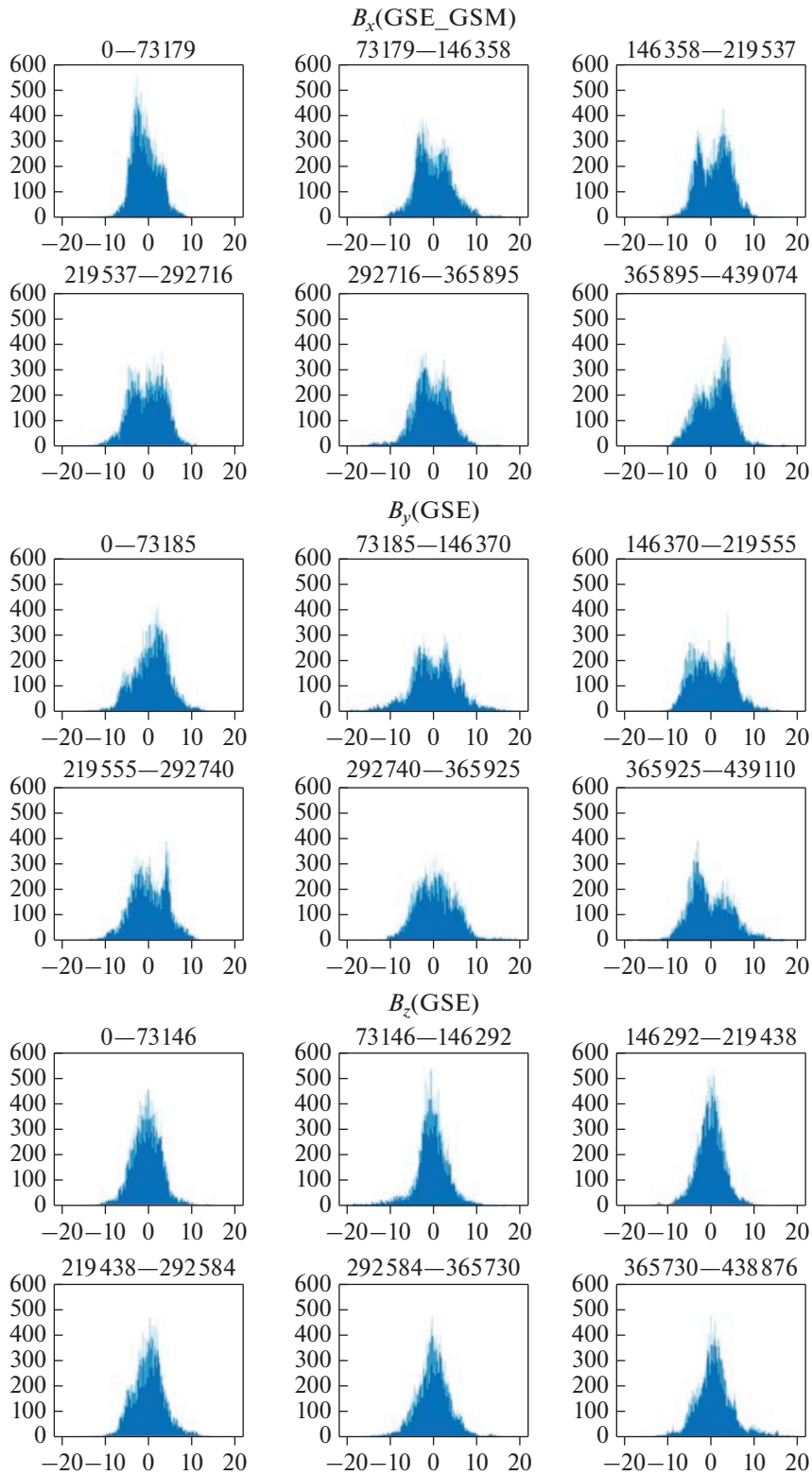


Рис. 1. Эмпирические функции распределения вероятности для B_x (GSE — верхние два ряда), B_y (GSE — средние два ряда), B_z (GSE — нижние два ряда) компонент магнитного поля при 60-дневных интервалах выборки и сдвиге интервалов в 60 дней. Интервалы суммирования в минутах 2001 г. указаны в верхней подписи к рисункам.

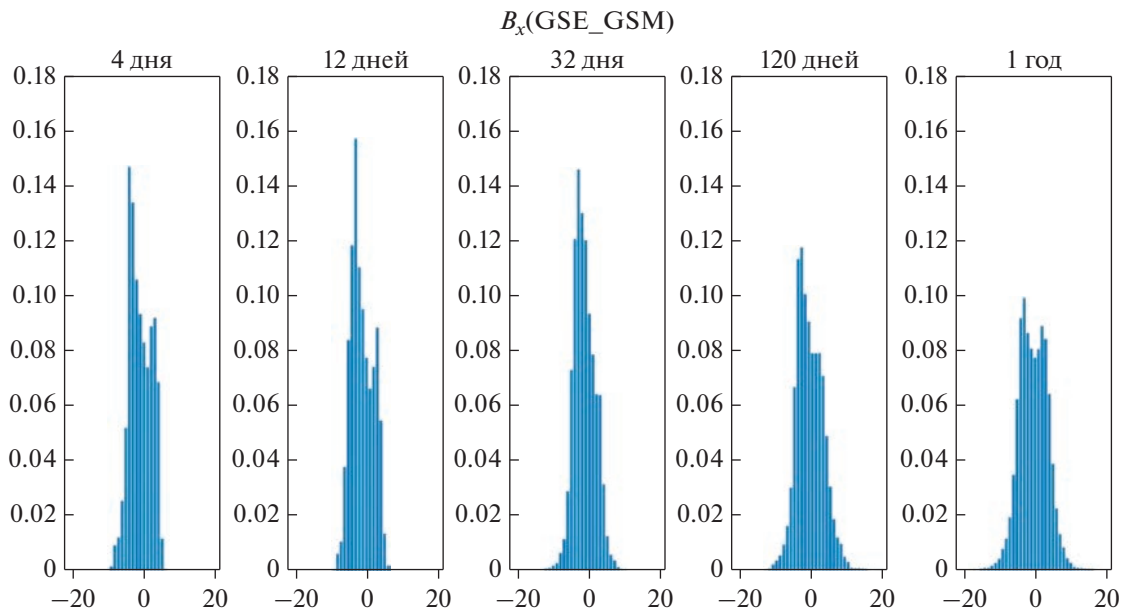


Рис. 2. Эмпирические функции распределения вероятности для X -компоненты магнитного поля при интервалах выборки в 4 дня, 12 дней, 32 дня, 120 дней и в 1 год, начало интервала совпадает с началом 2001 г.

тервал времени проявления компонент многомерности.

ЭНТРОПИЙНЫЕ МЕРЫ

Разработка новых физических принципов описания неэкстенсивных процессов и систем относится к классу актуальных задач современной статистической физики и физической информатики. На основе неэкстенсивных и неаддитивных энтропийных характеристик предложены новые подходы, не вступающие в противоречие с классическими термодинамическими принципами, теоремами, инвариантами [24, 27, 28]. Для анализируемых в работе типов неэкстенсивных систем применяются несколько энтропийных мер для определения информационной емкости и вариации объема информации. Эти меры могут быть получены как частные случаи реализации двупараметрического энтропийного функционала, предложенного Шарма и Миттал [29–33] для случайной величины с известной функцией распределения по состояниям $p = \{p_j\}$.

Определим энтропийный функционал Шарма–Миттал следующим образом:

$$S_{q,r}^{SM}(p) := k \frac{1 - \left(\sum_i p_i^q \right)^{(r-1)(q-1)}}{r-1}, \quad (1)$$

где $r, q > 0, r \neq 1 \neq q, r \neq q$ – параметры функционала. В выражении (1) $p = p_j$ $j=1, \dots, N$ – дискретная функция распределения вероятностей состоя-

ния, а N обозначает число доступных микросостояний; k – постоянная Больцмана.

При анализе неэкстенсивных процессов будем использовать несколько типов энтропий:

– энтропию Больцмана–Гиббса–Шеннона:

$$S_{q \rightarrow 1, r \rightarrow 1}^{SM} = S^{BG}(p); \quad (2)$$

– энтропию Реньи [34]:

$$S_{q, r \rightarrow 1}^{SM} = S_q^R(p), \quad q > 0, \quad q \neq 1; \quad (3)$$

– энтропию Тсаллиса [23]:

$$S_{q, q}^{SM} = S_q^T(p); \quad (4)$$

– энтропию Ландсберга–Ведрала [35]:

$$S_{q, 2-q}^{SM} = S_q^{LV}. \quad (5)$$

Перечисленные энтропии имеют жесткую привязку к виду q -деформации фазового пространства, в силу неэкстенсивности системы тип q -деформации и статистические свойства наблюдаемых экспериментальных характеристик должны зависеть от временных и пространственных масштабов. Изменение топологии фазового пространства может сопровождаться изменением уравнений состояния среды и модификацией уравнений процесса. Весь спектр возникающих процессов можно в первом приближении свести к “деформации” экстенсивных и интенсивных параметров, и в первую очередь энтропии физической системы как параметра структуры.

Пусть в физической системе имеют место не-локальные взаимодействия, конечная глубина

памяти, которые сопровождаются образованием коллективных степеней свободы и соответствующей деформацией фазового пространства. Для описания термодинамики таких систем наиболее разработана модель неэкстенсивной статистики Тсаллиса, основанная на q -деформированной энтропии Тсаллиса. Существует ряд модификаций неэкстенсивной статистики и соответствующих энтропий [36]. Выберем в качестве эталона энтропию Больцмана–Гиббса и рассмотрим несколько q -деформированных энтропий:

– Больцмана–Гиббса

$$S^{BG}(p) = -k_B \sum_i^W p_i \ln p_i \quad (6)$$

– Тсаллиса

$$S_q^T(p) = \frac{k_B}{q-1} \left(1 - \sum_i^W p_i^q \right), \quad (7)$$

– Ландсберга–Ведрала

$$S_q^{LV} = \frac{k_B}{q-1} \left[\left(\sum_i^W p_i^q \right)^{-1} - 1 \right], \quad (8)$$

– Реньи

$$S_q^R(p) = \frac{k_B}{1-q} \ln \left(\sum_i^W p_i^q \right). \quad (9)$$

Область определения параметра деформации q зависит от типа используемой энтропии. Для энтропии Тсаллиса значение q может быть действительным положительным числом, при вариации которого могут быть получены дополнительные характеристики изучаемой системы:

- $q = 0$ – значение энтропии Тсаллиса на единицу меньше числа доступных состояний,
- $0 \leq q = 1$ – q -деформация увеличивает вклад маловероятных состояний и уменьшает вклад высоковероятных, сумма соответствующих компонент становится больше единицы,
- $q = 1$ – значение энтропии Тсаллиса совпадает со значением энтропии Больцмана–Гиббса,
- $q \geq 1$ – q -деформация уменьшает вклад маловероятных состояний и увеличивает вклад высоковероятных, сумма соответствующих компонент становится больше единицы.

На основе данных мониторинга построены развертки энтропийных мер Больцмана–Гиббса, Тсаллиса и Реньи (рис. 3). Для каждой из позиций развертки использовалась выборка длительностью в одну неделю, рассчитывалась функция распределения по состояниям и q -параметрическая энтропия. В зависимости от длительности выборки и положения интервала отсчетов на вре-

менной шкале, может существенно меняться значение локальной энтропии (рис. 4).

При квазистационарности функций распределения среднее значение энтропии может использоваться как характеристика системы. Наглядные и непротиворечивые согласования показателей солнечной активности и среднегодовых значений энтропии подтверждают состоятельность предлагаемых информационных характеристик процесса. При выборе масштаба времени и выполнении усреднения следует учитывать особенности структуры анализируемых функций распределения, которые по своим свойствам близки к функции Вейерштрасса. Используемый метод конечных выборок позволяет установить порог перехода между временными масштабами, соответствующими собственным временам различных подсистем и детектировать их перегруппировку с учетом неэкстенсивных характеристик. Основная причина сильных вариации значений q -параметрической энтропии исследуемой системы связана с ее неаддитивностью для составляющих ее подсистем. Например, для двухкомпонентной системы, состояния которой описываются совместным мультипликативным распределением [37, 38]:

$$p(\vec{r}_1; \vec{r}_2) = p_1(\vec{r}_1) p_2(\vec{r}_2), \quad (10)$$

где $p_1(\vec{r}_1)$, $p_2(\vec{r}_2)$ относятся к независимым q -системам, энтропия суммарной системы определяется так:

$$S_q(p(\vec{r}_1; \vec{r}_2)) = S_q(p_1(\vec{r}_1)) + S_q(p_2(\vec{r}_2)) + \frac{1-q}{k_B} S_q(p_1(\vec{r}_1)) S_q(p_2(\vec{r}_2)). \quad (11)$$

Если рассматриваемые подсистемы зависимы, справедливо соотношение с привлечением условных вероятностных распределений:

$$S_q(p(\vec{r}_1; \vec{r}_2)) = S_q(p_1(\vec{r}_1)) + S_q(p_2(\vec{r}_2) | p_1(\vec{r}_1)) = S_q(p_2(\vec{r}_2)) + S_q(p_1(\vec{r}_1) | p_2(\vec{r}_2)). \quad (12)$$

При сочетании дополнительных условий на сравниваемые состояния, возможны режимы, при которых условная вероятность

$$p_1(\vec{r}_1) | p_2(\vec{r}_2) = p_2(\vec{r}_2) \quad (13)$$

или

$$p_2(\vec{r}_2) | p_1(\vec{r}_1) = p_1(\vec{r}_1). \quad (14)$$

Для таких режимов вводится определение – “псевдоаддитивность” [17].

Представленные на рис. 3 развертки трех типов энтропий имеют различный средний уровень, зависящий от величины q -деформации, и совпадающие положения локальных экстремумов на временной шкале.

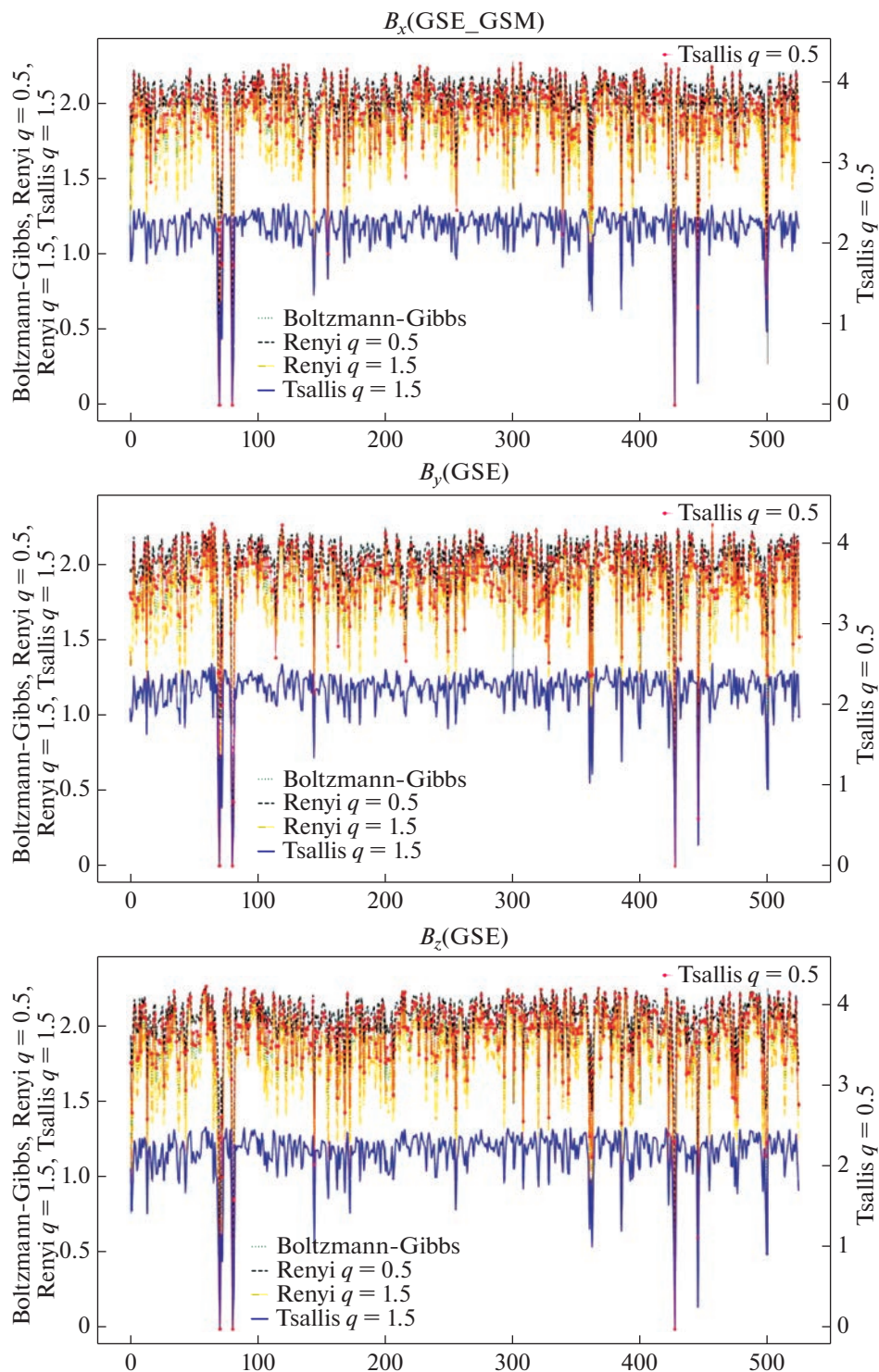


Рис. 3. Эмпирические зависимости информационной энтропии для B_x , B_y , B_z компонент магнитного поля. Представлены развертки энтропий Шеннона–Больцмана–Гиббса, Тсаллиса при $q = 0.5$ и $q = 1.5$, Реньи при $q = 0.5$ и $q = 1.5$. Отсчет времени проводится в неделях от начала 2001 г.

Q-ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ЭСКОРТНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Модификация энтропийных мер при q -параметрическом искажении фазового пространства

представляет только вершину айсберга новых определений внешних и внутренних характеристик сложной системы. Согласно введенным соотношениям, изменился тип зависимости энтропийной меры от вероятности обнаружения

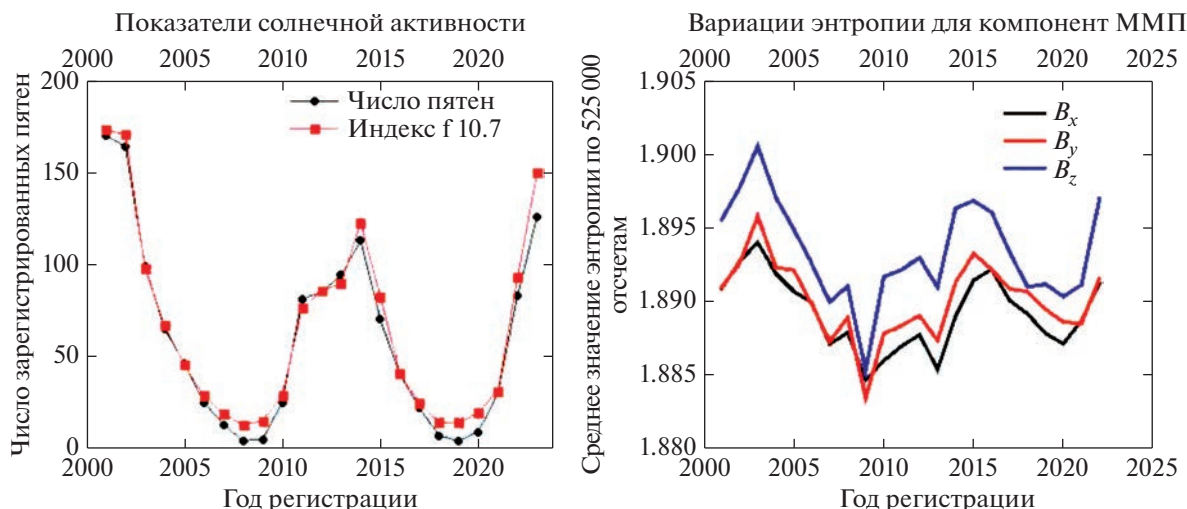


Рис. 4. Зависимости усредненных индексов солнечной активности (слева) и среднего значения энтропии Тсаллиса в интервале 2001–2022 гг.

системы в конкретном состоянии p_i . Как следует из (7)–(9), допустимо говорить о формировании эскортного распределения [17, 39, 40] для q -деформированных парциальных вкладов:

$$P_i(q) \sim p_i^q. \quad (15)$$

После изменения парциального вклада каждого из допустимых состояний ансамбля выполним перенормировку распределения:

$$P_i(q) = \frac{p_i^q}{\sum_{i=1}^W p_i^q} = \frac{p_i^q}{Z_q}, \quad (16)$$

здесь Z_q — обобщенная q -параметрическая статистическая сумма. Новое q -деформированное распределение согласуется с требованием:

$$\sum_{i=1}^W P_i(q) = 1. \quad (17)$$

Примеры q -деформированных эскортных распределений одной из компонент магнитного поля магнитосферы для $q = 0.5, 1.0$ и 1.5 представлены на рис. 5.

Эскортные распределения позволяют определить ожидаемые значения физических характеристик системы. Например, для систем с известным энергетическим спектром состояний определено q -деформированное значение внутренней энергии системы:

$$\sum_{i=1}^W P_i(q) E_i = U_q, \quad (18)$$

где E_i — энергия уровней системы.

Модификация профиля эскортных распределений вероятности при изменении q -параметра

сопровождается изменением практически всех статистических характеристик. Например, среднее значение внутренней энергии системы будет меняться даже при сохранении исходного положения энергетических уровней [16, 39, 41]:

$$U_q = \frac{\sum p_i^q E_i}{\sum p_i^q}. \quad (19)$$

Правомочность замены исходного распределения вероятности на эскортное требует проверки сохранения свойств базовых термодинамических величин, таких как свободная энергия, температура, инвариантность эскортного распределения по отношению к энергетическому сдвигу.

Кроме нарушения функционала статистических характеристик применение эскортных перенормировок сопровождается изменением дисперсионных и флуктуационных параметров. Для энтропии Тсаллиса уменьшение q -деформации в диапазоне $0 \leq q \leq 1$ сопровождается ростом дисперсии статистического распределения вероятностей и уменьшением максимально допустимого значения. Рост q -параметра за пределом $q = 1$ приводит к сужению полосы ненулевых значений гистограммы и росту пиковых значений. В пределе $q \rightarrow \infty$ формируется монораспределение с ненулевым значением в исходной позиции максимума вероятности. При $q \rightarrow 0$ эскортное распределение переходит в равновероятное в диапазоне доступных значений.

ИНФОРМАЦИЯ РАЗЛИЧИЯ

Рассмотрим статистический ансамбль состояний, описываемый функцией распределения вероятности P_i . Определим для сравнения два ансамбля — опорный с заданной или целевой функцией

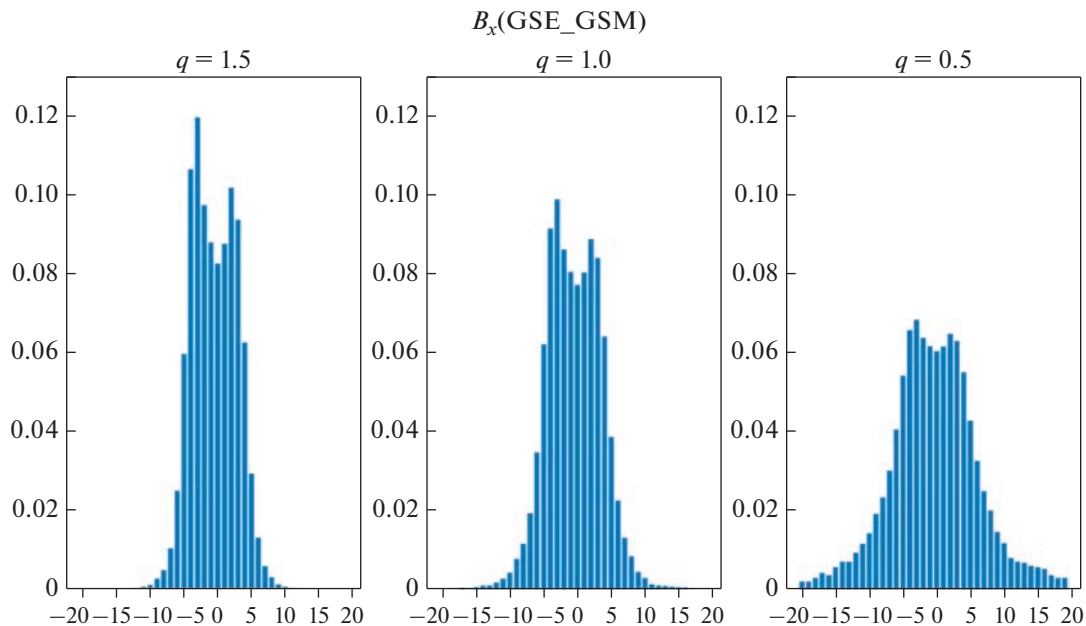


Рис. 5. Перегруппировка функции распределения при q -деформации фазового пространства для компоненты B_x , длительность выборки — полный 2001 г.

распределения и наблюдаемый, с регистрируемой на основе эквидистантного во времени опроса эмпирической функцией распределения. Выразим информацию различия между опорным и наблюдаемым ансамблями, определив ее как меру статистической упорядоченности состояния с функцией распределения $P_\lambda(\dots)$ относительно состояния с распределением $V_\lambda(\dots)$.

В зависимости от типа анализируемой физической системы следует подбирать соответствующую ей энтропию и информационное расхождение. Отметим, что в зависимости от области применения методов неэкстенсивной и неаддитивной статистики для обозначения информационной дивергенции могут использоваться и другие термины — информационное расхождение, информационное различие, информация различия. В зависимости от контекста мы используем два из них — информационная дивергенция и информация различия. В анализируемой задаче могут быть полезны несколько типов информации различия:

— информация различия Кульбака—Лейблера для энтропии Больцмана—Гиббса [42, 43]:

$$K^{KL}(p||v) = k_B \sum_i \left(\ln \frac{p_i}{v_i} \right) p_i, \quad (20)$$

— информация различия Ратье—Каннапана для энтропии Тсаллиса [37, 44]:

$$K_q^{RK}(p||v) = \frac{k_B}{1-q} \left(1 - \sum_i p_i^q v_i^{1-q} \right), \quad (21)$$

— информация различия Лансберга—Ведрала для энтропии Лансберга—Ведрала:

$$K_q^{LV}(p||v) = \frac{k_B}{q-1} \left[1 - \left(\sum_i p_i^q v_i^{1-q} \right)^{-1} \right], \quad (22)$$

— и информация различия Реньи для энтропии Реньи [45, 46].

$$K_q^R(p||v) = \frac{k_B}{q-1} \ln \sum_i p_i^q v_i^{1-q}. \quad (23)$$

Фактически, информация различия описывает переход системы из состояния p в состояние v , когда наблюдения ведутся относительно состояния p . Поскольку информационная емкость опорного и контрольного ансамблей может быть различна, величина информации различия при перестановке сравниваемых подсистем не обязана сохраняться.

На рис. 6–10 представлены результаты реконструкции определяемых по соотношениям (20), (21), (23) значений информации различия. Приведены временные развертки процесса информационного расхождения между двумя ансамблями, построенными на основе смещенных во времени выборок длительностью в 10000 ежеминутных эквидистантных отсчетов. Левая граница опорного ансамбля соответствует первому отсчету 2001 г., левые границы наблюдаемых ансамблей равномерно размещены по зарегистрированному временному ряду с равным шагом в 10000 тактов. Обсуждаемые временные развертки справедливы для конкретного опорного ансамбля, при смене

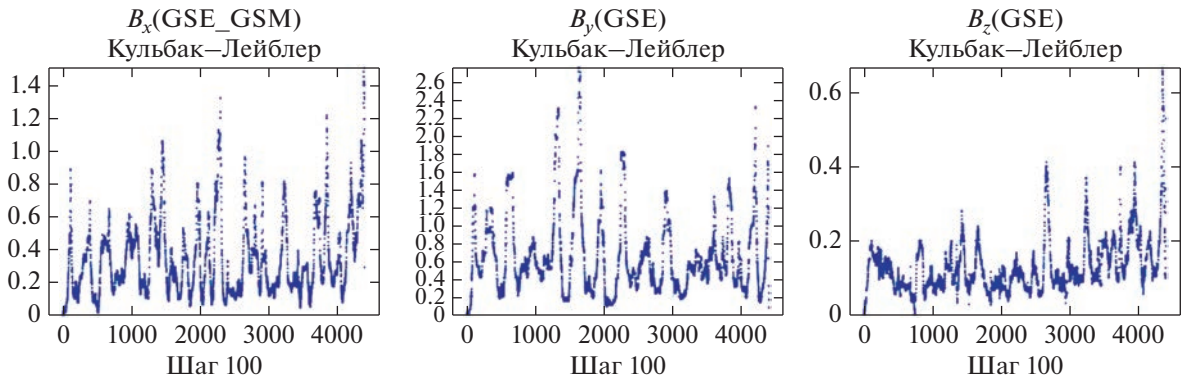


Рис. 6. Зависимости информации различия Кульбака–Лейблера от времени наблюдения для трех компонент магнитного поля в системе GSE.

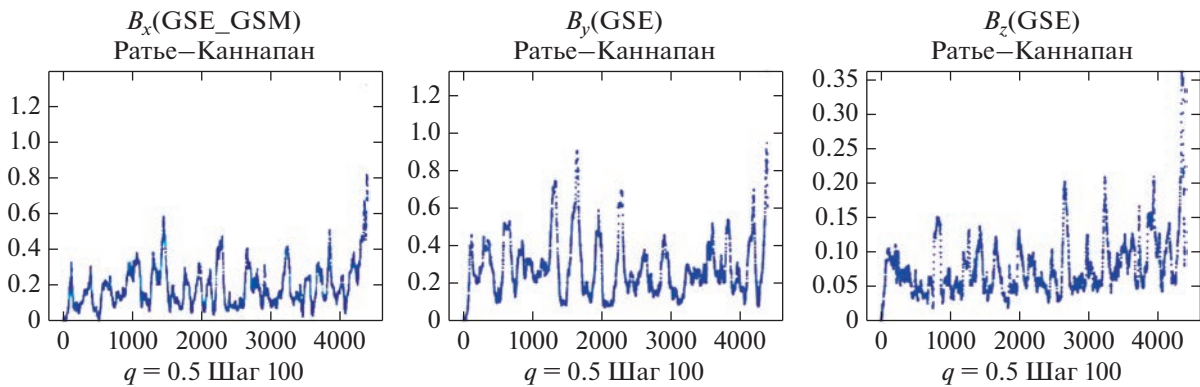


Рис. 7. Зависимости информации различия Ратье–Каннапана от времени наблюдения для трех компонент магнитного поля в системе GSE $q = 0.5$.

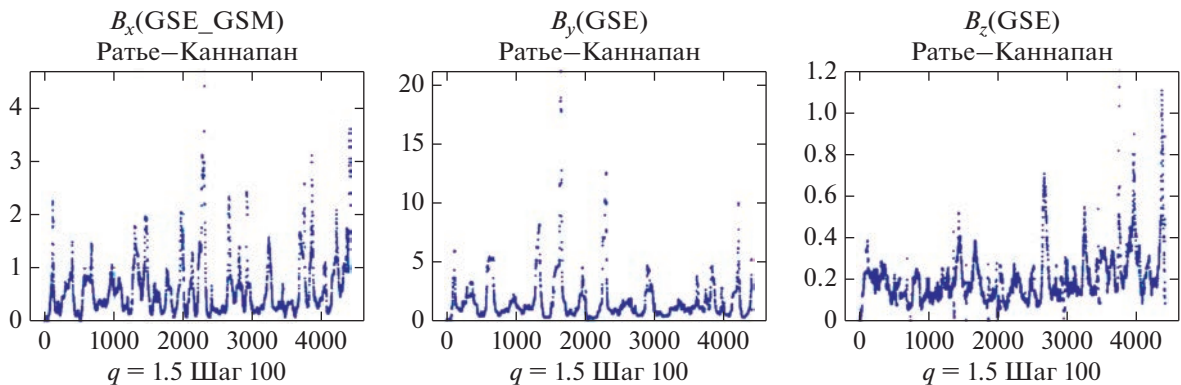


Рис. 8. Зависимости информации различия Ратье–Каннапана от времени наблюдения для трех компонент магнитного поля в системе GSE $q = 1.5$.

опорного ансамбля произойдет перестройка функции распределения и порождаемых на ее основе зависимостей.

Динамика информационных расхождений, наблюдаемая для компонент межпланетного магнитного поля, имеет ряд особенностей, не проти-

воречащих основным положениям термостатики неэстенсивных и неаддитивных систем:

- информация различия по структуре — выпуклая и положительно определенная функция. Наблюдаемые отрицательные значения в нескольких позициях на рис. 8 и рис. 10 для субэкс-

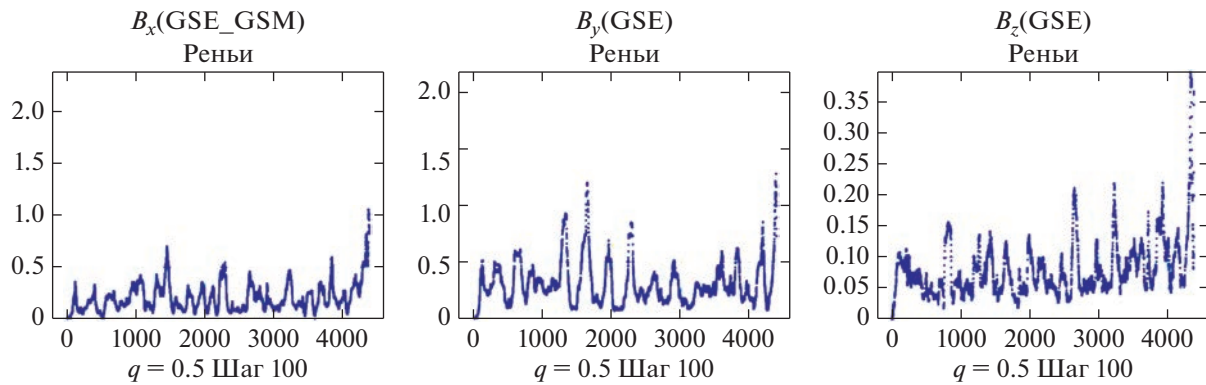


Рис. 9. Зависимости информации различия Реньи от времени наблюдения для трех компонент магнитного поля в системе GSE, $q = 0.5$.

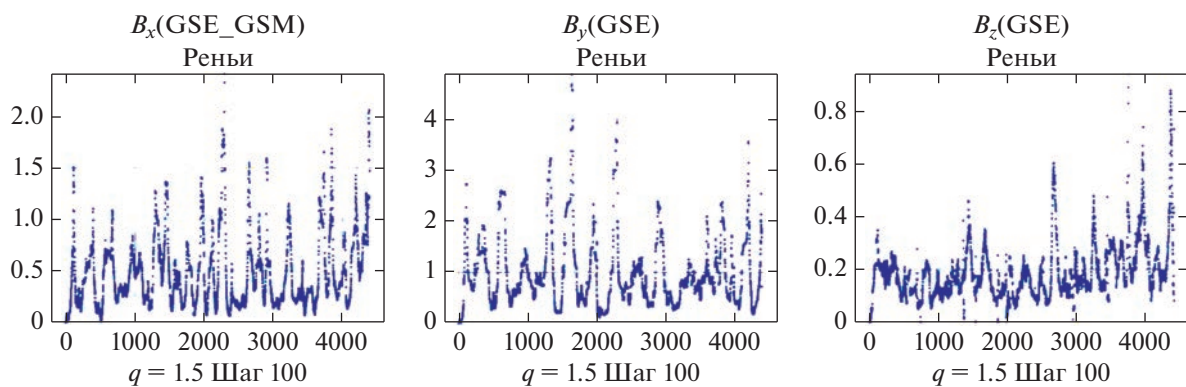


Рис. 10. Зависимости информации различия Реньи от времени наблюдения для трех компонент магнитного поля в системе GSE, $q = 1.5$.

тенсивных режимов ($q \geq 1$) могут быть следствием внешних воздействий, неучтенных в модели системы или недостаточным захватом диапазона квантованных значений допустимых состояний системы;

- если считать значение информации различия мерой взаимной упорядоченности анализируемых состояний, можно определить B_z -компоненту поля как наиболее структурно упорядоченную, а B_x - и B_y -компоненты как разупорядоченные. Этот результат объясняет широкое использование B_z -компоненты при описании динамики магнитной бури. Более детально структурная упорядоченность B_z -компоненты может быть связана с широким спектром физических процессов, ряд из них подробно разбирается в работах [47, 48];

- простейшей мерой взаимной разупорядоченности нестационарных состояний может быть среднее значение информации различия на исследуемом интервале времени;

- возможно сравнение информационного расхождения между однотипными ансамблями и однотипными информационными мерами, при

работе с неэкстенсивными моделями следует использовать единый параметр q -деформации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Информационно-статистический анализ магнитосферных процессов высокого уровня сложности позволяет ввести новый класс физических параметров, характеризующих помимо степени упорядоченности физической системы в интервале времени наблюдения также скорость информационного расхождения состояний относительно начальной структуры. Выбор конкретного типа информационного расхождения связан со структурой энтропийной меры, применяемой для описания информационной термодинамики анализируемого процесса. Правила отбора энтропийной меры основаны на сохранении основных начал термодинамики в информационно-статистической модели, инвариантов и основных термодинамических теорем, таких как экстремальность q -энтропии вблизи состояния равновесия, q -деформированная H-теорема Больцмана.

Выбор значений q -деформации позволяет синтезировать физические системы с управляемыми характеристиками. Например, при $q < 1$ энергия системы может быть ограничена, если выполняется противоположное условие $1 < q$, допускается формирование коллективных степеней свободы, кластеризация и развитие фазового перехода второго рода. Сравнение значений энтропийных мер корректно лишь при совпадении типа энтропии или информации различия и величины q -деформации. Несмотря на асимптотическую сходимость при $q \rightarrow 1$ к статистике Больцмана–Гиббса–Шеннона, абсолютные значения информационных параметров системы в условиях q -деформации меняются радикально.

Теоретико-информационный анализ больших экспериментальных выборок позволил визуализировать, установить и предварительно оценить ряд информационных характеристик векторных компонент межпланетного магнитного поля:

- анизотропию статистических свойств временных рядов для B_x , B_y , B_z ,
- многомодальность функции распределения вероятности для B_x , B_y ,
- линейный старт для всех компонент магнитного поля при возрастании информационного различия в начале процесса,
- экспоненциальный спад величины информационного различия для неэкстенсивных моделей с $q = 1.5$.

Работа выполнена в рамках госзадания – “Исследования Солнца, мониторинг и моделирование радиационной среды и плазменных процессов в гелиосфере и в околоземном космическом пространстве Номер ЦИТИС: 122071200023-6 и госзадания – “Волновые пучки и импульсы в случайно-неоднородных и стратифицированных средах Номер ЦИТИС: АААА-А17-117121890022-8, а также при поддержке НОШ МГУ “Фундаментальные и прикладные исследования космоса”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Balasis G., Daglis I.A., Papadimitriou C. et al. Dynamical complexity in dst time series using non-extensive Tsallis entropy // *Geophysical Research Letters*. 2008. V. 35. Iss. 14.
2. Balasis G., Daglis I.A., Papadimitriou C. et al. Investigating dynamical complexity in the magnetosphere using various entropy measures // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2009. V. 114. Iss. A9.
3. Balasis G., Eftaxias K. A study of non-extensivity in the earth's magnetosphere // *The European Physical J. Special Topics*. 2009. V. 174. P. 219–225.
4. Pavlos G., Karakatsanis L., Xenakis M. et al. Tsallis statistics and magnetospheric self-organization // *Physica A: Statistical Mechanics and Its Applications*. 2012. V. 391. Iss. 11. P. 3069–3080.
5. Balasis G., Daglis I.A., Papadimitriou C. et al. Quantifying dynamical complexity of magnetic storms and solar flares via nonextensive Tsallis entropy // *Entropy*. 2011. V. 13. Iss. 10. P. 1865–1881.
6. Balasis G., Daglis I.A., Anastasiadis A. et al. Universality in solar flare, magnetic storm and earthquake dynamics using Tsallis statistical mechanics // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 2011. V. 390. Iss. 2. P. 341–346.
7. Balasis G., Donner R.V., Potirakis S.M. et al. Statistical mechanics and information-theoretic perspectives on complexity in the earth system // *Entropy*. 2013. V. 15. Iss. 11. P. 4844–4888.
8. Pavlos G., Karakatsanis L., Xenakis M. et al. Universality of non-extensive Tsallis statistics and time series analysis: Theory and applications // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 2014. V. 395. P. 58–95. <https://doi.org/10.1016/j.physa.2013.08.026>
9. Gopinath S., Prince P. Nonextensive and distance-based entropy analysis on the influence of sunspot variability in magnetospheric dynamics // *Acta Geodaetica et Geophysica*. 2018. V. 53. P. 639–659. <https://doi.org/10.1007/s40328-018-0235-y>
10. Shizgal B.D. The use of the Pearson differential equation to test energetic distributions in space physics as kappa distributions; implication for Tsallis nonextensive entropy: II,” *Astrophysics and Space Science*. 2022. V. 367. № 7. <https://doi.org/10.1007/s10509-021-04033-2>
11. Wawrzaszek A., Modzelewska R., Krasin'ska A. Fractal dimension analysis of Earth magnetic field during 26 august 2018 geomagnetic storm // *Entropy*. 2022. V. 24. Iss. 5. Art. ID. 699. <https://doi.org/10.3390/e24050699>
12. Pitsis V., Balasis G., Daglis I. et al. Power-law dependence of the wavelet spectrum of ground magnetic variations during magnetic storms // *Advances in Space Research*. 2023. V. 71. Iss. 5. P. 2288–2298. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.10.064>
13. Boutsis A., Balasis G., Dimitrakoudis S. et al. Investigation of the geomagnetically induced current index levels in the Mediterranean region during the strongest magnetic storms of solar cycle 24 // *Space Weather*. 2023. V. 21. Iss. 2. <https://doi.org/10.1029/2022SW003122>
14. Chian A.-L., Borotto F., Hada T. et al. Chaos, complexity, and intermittent turbulence in space plasmas. 2022. <https://arxiv.org/pdf/2204.06133.pdf>
15. Jayapal R., Anilkumar C., Unnikrishnan K. et al. Tsallis' analysis of the horizontal component of the Earth's magnetic field over India during 2002 // *Asian J. Research and Reviews in Physics*. 2022. V. 6. Iss. 4. P. 39–47. <https://doi.org/10.9734/ajr2p/2022/v6i4128>
16. Kolesnichenko A.V., Chetverushkin B.N. Derivation of hydrodynamic and quasihydrodynamic equations for transport systems based on statistics of Tsallis // *Keldysh Institute Preprints*. 2014. P. 8–32.
17. Kolesnichenko A. On construction of the entropy transport model based on the formalism of nonextensive statistics // *Mathematical models and computer simulation*

- tions. 2014. V. 6. Iss. 6. P. 587–597.
<https://doi.org/10.1134/S2070048214060052>
18. *Tsallis C.* Introduction to nonextensive statistical mechanics: approaching a complex world. Springer Science & Business Media, 2009.
<https://doi.org/10.1007/978-0-387-85359-8>
 19. *Abe S.* Stability of Tsallis entropy and instabilities of Renyi and normalized Tsallis entropies: A basis for q-exponential distributions // *Physical Review*. 2002. V. 66. № 4. Art. ID. 046134.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.66.046134>
 20. *Bashkirov A., Vityazev A.* Information entropy and power-law distributions for chaotic systems // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 2000. V. 277. Iss. 1–2. P. 136–145.
 21. *Bashkirov A.* Maximum Renyi entropy principle for systems with power-law hamiltonians // *Physical Review Letters*. 2004. V. 93. Iss. 13. Art. ID. 130601.
 22. *Bashkirov A.G.* Renyi entropy as a statistical entropy for complex systems // *Theoretical and Mathematical Physics*. 2006. V. 149. Iss. 2. P. 1559–1573.
 23. *Tsallis C.* Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics // *J. Statistical Physics*. 1988. V. 52. P. 479–487.
 24. *Curado E.M., Tsallis C.* Generalized statistical mechanics: connection with thermodynamics // *J. Physics A: mathematical and general*. 1991. V. 24. Iss. 2. Art. ID. L69.
 25. *Mariz A.M.* On the irreversible nature of the Tsallis and Renyi entropies // *Physics Letters A*. 1992. V. 165. Iss. 5–6. P. 409–411.
 26. *Sánchez E., González-Navarrete M., Caamaño C.* Bivariate superstatistics: an application to statistical plasma physics // *European Physical J. B*. 2021. V. 94. Iss. 55. P. 1–7.
<https://doi.org/10.1140/epjb/s10051-021-00066-2>
 27. *Ferri G., Martinez S., Plastino A.* The role of constraints in Tsallis' nonextensive treatment revisited // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 2005. V. 347. P. 205–220.
 28. *Curado E.M., Tempesta P., Tsallis C.* A new entropy based on a group-theoretical structure // *Annals of Physics*. 2016. V. 366. Iss. 1–2. P. 22–31.
<https://doi.org/10.1016/j.aop.2015.12.008>
 29. *Sharma B., Mittal D.* New non-additive measures of relative information // *J. Combinatorics Information & System Sciences*. 1977. V. 2. Iss. 4. P. 122–132.
 30. *Scarfione A., Wada T.* Thermodynamic equilibrium and its stability for microcanonical systems described by the Sharma-Taneja-Mittal entropy // *Physical Review*. 2005. V. 72. Iss. 2. Art.ID. 026123.
 31. *Frank T., Plastino A.* Generalized thermostatics based on the Sharma – Mittal entropy and escort mean values // *European Physical J. B*. 2002. V. 30. Iss. 4. P. 543–549.
<https://doi.org/10.1140/epjb/e2002-00412-6>
 32. *Akturk E., Bagci G., Sever R.* Is Sharma-Mittal entropy really a step beyond Tsallis and Renyi entropies? 2007.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.cond-mat/0703277>
 33. *Kolesnichenko A.V.* Two-parameter entropy the Sharma–Mittal functional as corefamily of nonlinear Fokker–Planck–Kolmogorov equations // *Keldysh Institute Preprints*. 2021. V. 3.
<https://doi.org/10.20948/prepr-2021-3>
 34. *Renyi A.* Foundations of probability. Courier Corporation, 2007.
 35. *Landsberg P.T., Vedral V.* Distributions and channel capacities in generalized statistical mechanics // *Physics Letters A*. 1998. V. 247. Iss. 3. P. 211–217.
 36. *Zaripov R.* An entropy group and its representation in thermodynamics of nonextensive systems // *Russian Physics. J.* 2009. V. 52. Iss. 2.
 37. *Zaripov R.* Changes in the entropy and the Tsallis difference information during spontaneous decay and self-organization of nonextensive systems // *Russian Physics. J.* 2001. V. 44. Iss. 11. P. 1159–1165.
 38. *Zaripov R.* On thermodynamic equilibrium of nonextensive systems // *Technical Physics*. 2006. V. 51. Iss. 11.
 39. *Kolesnichenko A.V.* To the construction of the thermodynamics of non-additive media on the basis of the statistics of Tsallis–Mendes–Plastino // *Keldysh Institute Preprints*. 2018. P. 23–28.
<https://doi.org/10.20948/prepr-2018-23>
 40. *Parvan A.* Study of invariance of nonextensive statistics under the uniform energy spectrum translation // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 2022. V. 588. Art.ID. 126556.
<https://doi.org/10.1016/j.physa.2021.126556>
 41. *Kolesnichenko A., Marov M.Y.* Modification of the jeans instability criterion for fractal-structure astrophysical objects in the framework of nonextensive statistics // *Solar System Research*. 2014. V. 48. P. 354–365.
<https://doi.org/10.1134/S0038094614050037>
 42. *Kullback S., Leibler R.A.* On information and sufficiency // *Annals of mathematical statistics*. 1951. V. 22. Iss. 1. P. 79–86.
 43. *Zaripov R.* Change in the kul'bak information difference as a self-organized system evolves in parameter space // *Russian Physics J.* 1995. V. 38. Iss. 2. P. 182–185.
<https://doi.org/10.1007/BF00560244>
 44. *Zaripov R.* Change in the information difference during evolution of nonextensive systems in the space of control parameters // *Russian Physics J.* 2004. V. 47. Iss. 6. P. 647–655.
 45. *Renyi A.* On measures of entropy and information // *Proc. Fourth Berkeley Symposium on Mathematical Statistics and Probability*. 1961. V. 1. P. 547–562.
 46. *Zaripov R.* Evolution of the entropy and Renyi difference information during selforganization of open additive systems // *Russian Physics J.* 2005. V. 48. Iss. 3. P. 267–274.
 47. *Kumar E.A., Kumar S.* Geomagnetic storm effect on F2-region ionosphere during 2012 at low-and mid-latitude-latitude stations in the southern hemisphere // *Atmosphere*. 2022. V. 13. Iss. 3.
<https://doi.org/10.3390/atmos13030480>
 48. *Kurazhkovskaya N., Kline B.* Reorientation of the IMF Bz Component as a Trigger of Isolated Bursts of Long-Period Pulsations in the Region of the Dayside Polar Cusp // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2021. V. 61. Iss. 4. P. 478–489.
<https://doi.org/10.1134/S0016793221040083>

УДК 629.7.031.7

ОПТИМИЗАЦИЯ УПРАВЛЕНИЯ СОЛНЕЧНЫМ ПАРУСОМ ПРИ ДВИЖЕНИИ АППАРАТА ПО ЦИКЛИЧНЫМ ГЕЛИОЦЕНТРИЧЕСКИМ ТРАЕКТОРИЯМ

© 2023 г. М. А. Рожков^{1, *}, О. Л. Старина^{1, 2, **}

¹Самарский университет, Самара, Россия

²Нанкинский университет науки и технологий, Нанкин, Китай

**rozhkov.ma@ssau.ru*

***solleo@mail.ru*

Поступила в редакцию 17.12.2022 г.

После доработки 14.03.2023 г.

Принята к публикации 22.03.2023 г.

В работе рассматривается задача построения оптимальных по быстродействию траекторий для космического аппарата (КА) с солнечным парусом. Рассматриваемые траектории состоят из повторяющихся циклов перемещения КА до целевой гелиоцентрической орбиты и обратно к начальной. Применяется модель идеально отражающего паруса, что позволяет использовать программы оптимального управления углом установки паруса, полученные на основе принципа максимума Понтрягина. Гелиоцентрическое движение моделируется в плоской полярной системе координат, а сам КА совершает циклические перелеты между двумя планетами земной группы по замкнутой траектории. Сформулирована краевая задача, при решении которой обеспечивается подлет КА к целевой планете с выравниванием скоростей (задача встречи). Проведено моделирование четырех циклов движения Земля–Меркурий–Земля и Земля–Марс–Земля с характеристическим ускорением солнечного паруса 0.25 мм/с^2 , для которых длительность одного цикла составляет в среднем 2000 и 2341 сут соответственно. Получены оптимальные программы управления ориентацией паруса для широкого диапазона дат старта, показаны способы поиска и выбора начальных значений сопряженных переменных. Полученные результаты демонстрируют возможность КА с солнечным парусом реализовывать управляемое движение по замкнутым траекториям с минимальной продолжительностью отдельных перелетов Земля–планета назначения–Земля.

DOI: 10.31857/S0023420622600337, EDN: BYNDDU

ВВЕДЕНИЕ

Межпланетные перелеты требуют значительных энергозатрат для выведения КА с поверхности Земли на гиперболическую траекторию. Для приземления на поверхность целевой планеты также необходимы существенные энергозатраты на торможение после входа КА в сферу действия планеты назначения. Таким образом, при проектировании транспортной системы, обеспечивающей перемещение груза между двумя планетами Солнечной системы, нужно учитывать, что традиционные средства выведения будут вынуждены расходовать свои ресурсы на доставку не только полезной нагрузки, но и топлива, которое будет израсходовано на промежуточном гелиоцентрическом и конечном участках полета. Чтобы уменьшить количество топлива, выводимого с Земли в космос, предлагается использовать промежуточные многоразовые межпланетные космические корабли.

В России в качестве таких перспективных многоразовых транспортных аппаратов предложено использовать буксиры с ядерными электроракетными двигательными установками (ЯЭРДУ) [1], обладающие высокой автономностью. При небольшом количестве рабочего тела ЯЭРДУ способны осуществить множество орбитальных маневров, в том числе и межпланетных перелетов. Другой альтернативой является использование орбитальной станции вдали от планеты, на которой КА осуществляет дозаправку. Само топливо планируется добывать и производить непосредственно в космосе. Данного концепта придерживается NASA в своем проекте Deep Space Transport [2], где в качестве порта для дозаправки и передачи груза выступает лунная орбитальная станция (*Lunar Gateway*) [3], расположенная на гало-орбите системы Земля–Луна.

В данной работе обсуждаются возможности применения альтернативного варианта такой транспортной системы, с использованием воз-

можностей солнечного паруса, который не требует затрат топлива. Зеркальная тонкая пленка большой площади способна придавать небольшое, но постоянное ускорение аппарату, за счет давления электромагнитного излучения Солнца [4]. Возможность разворачивания крупных тонкопленочных систем была продемонстрирована космическими аппаратами *Знамя-2* [5], *IKAROS* [6], *Light-Sail-2* [7] и другими, а перспективы доставки ими грузов проанализированы в работах [8, 9].

Солнечный парус уступает другим движителям в величине тяги, что увеличивает длительность перелетов. Однако, при большом количестве совершенных перелетов между планетами, его применение будет оправдано. Естественно, траектория, по которой движется КА, должна обеспечивать минимальное время перелета. Таким образом, цель данной работы заключается в нахождении оптимальных по быстродействию траекторий управляемого солнечным парусом КА, который совершает циклическое движение между двумя планетами Солнечной системы.

Такие траектории исследовались в работе [10], однако авторы приняли ориентацию паруса относительно Солнца постоянной, рассматривали участки фазирования аппарата в точках либрации планет и применяли прямые методы оптимизации. В данной статье для формирования номинальных программ управления применяется принцип максимума Понтрягина [11], что позволяет получить траекторию, удовлетворяющую необходимым условиям оптимальности.

Общая постановка решаемой задачи выглядит следующим образом:

- КА с солнечным парусом находится в окрестности точки либрации L_1 или L_2 системы Земля—Солнце и имеет начальную скорость равную орбитальной скорости Земли.
- КА получает груз и начинает свое движение к целевой планете. Процесс доставки груза с Земли и передачи груза на КА с солнечным парусом осуществляется другой транспортной системой, которая оптимизирована для быстрого маневрирования в околоземном пространстве и может включать в себя орбитальную станцию или лунную базу.
- Совершая управляемое гелиоцентрическое движение по оптимальной траектории с минимальным временем перелета, КА с солнечным парусом достигает окрестности точки либрации L_1 или L_2 целевой планеты в системе планета—Солнце и двигается с ее скоростью.
- КА оставляет груз и получает новый. Аналогичная земной транспортной система осуществляет процесс передачи грузов у целевой планеты.
- КА с солнечным парусом возвращается по оптимальной гелиоцентрической траектории об-

ратно к окрестностям точки либрации системы Земля—Солнце.

- Осуществляется очередная передача груза и весь цикл перемещения солнечного паруса Земля—целевая планета—Земля повторяется вновь.

Очевидно, что задача проектирования транспортной системы, которая осуществляет процесс передачи груза аппарату с солнечным парусом, является важной частью предлагаемого способа межпланетной доставки грузов и требует отдельного исследования. Такая транспортная система может представлять собой КА с электрореактивным двигателем, удерживаемый на гало-орбите [12]. Однако какая-либо детальная его проработка выходит за рамки данной работы. Вопросы доставки аппарата с поверхности Земли и разворачивания паруса на опорной орбите также не рассматриваются.

1. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Расчеты траекторий движения космического аппарата с солнечным парусом [4, 13–15] показали, что даже самая упрощенная модель солнечного паруса и его орбитального движения дает достаточные результаты для оценки и прогнозирования и может быть использована в качестве начального приближения. Для оценки динамики циклического движения солнечного паруса и оптимизации управления достаточно воспользоваться математической моделью плоского гелиоцентрического движения КА с идеально отражающим солнечным парусом.

1.1. Гелиоцентрическое движение по замкнутой траектории

Система дифференциальных уравнений движения описывается в плоской полярной системе координат в безразмерном виде [16]:

$$\begin{cases} \frac{dr}{dt} = V_r, \\ \frac{du}{dt} = \frac{V_u}{r}, \\ \frac{dV_r}{dt} = a_r(r, \theta) - \frac{1}{r^2} + \frac{V_u^2}{r}, \\ \frac{dV_u}{dt} = a_u(r, \theta) - \frac{V_u V_r}{r}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь r, u — координаты аппарата (радиус-вектор и аргумент широты); V_r, V_u — радиальная и тангенциальная составляющие вектора скорости; a_r, a_u — проекции ускорения, создаваемого солнечным парусом, величина которых зависит от расстояния до Солнца r и угла установки паруса θ .

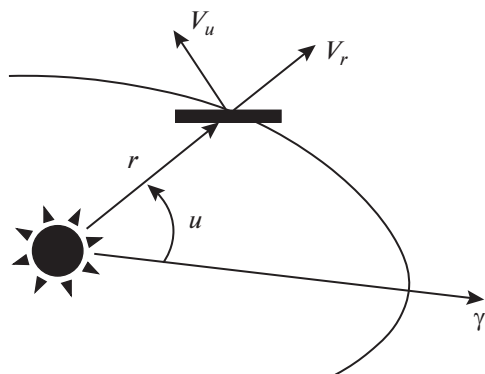


Рис. 1. Полярная плоская гелиоцентрическая система координат.

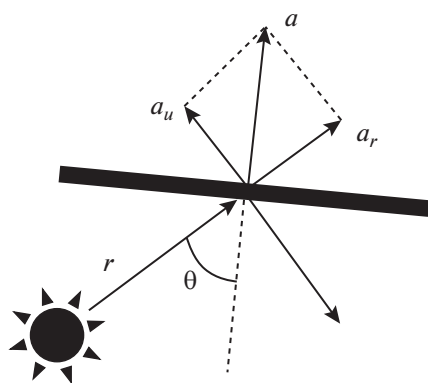


Рис. 2. Направление проекций ускорения, создаваемого идеально отражающим солнечным парусом.

Направления векторов продемонстрированы на рис. 1.

Координаты, компоненты скорости и ускорения — безразмерные и отнесены к радиусу орбиты Земли, круговой скорости и центростремительному ускорению. Орбиты движения планет считаются круговыми и лежащими в плоскости эклиптики. Аргумент широты отсчитывается против часовой стрелки от оси полярной системы координат, которая начинается в центре масс Солнца и направлена в сторону точки весеннего равноденствия.

В масштабах межпланетных перелетов разница в расстояниях от Солнца и орбитальных скоростях между планетой и точками либрации составляет меньше 1%. Это позволяет упростить граничные условия в точке прибытия КА до радиуса орбиты целевой планеты и ее орбитальной скорости:

$$t = T, \quad r = r_p, \quad V_r = V_{rp}, \quad V_u = V_{up}, \quad (2)$$

где T — длительность перелета; r_p — гелиоцентрический радиус целевой планеты; V_{rp} , V_{up} — проекции скорости движения целевой планеты.

Длительность и угловая дальность перелета должны обеспечивать условия равенства угловых перемещений планеты назначения и КА:

$$\left\{ \frac{u}{2\pi} \right\} = \left\{ \frac{u_p + \omega_p T}{2\pi} \right\}, \quad (3)$$

где $\{ \cdot \}$ обозначает операцию выделения дробной части; u_p — начальный аргумент широты целевой планеты; ω_p — угловая орбитальная скорость планеты.

Если известно время, необходимое для совершения передачи груза, то оно добавляется ко времени T в граничном условии (3). Предполагается, что в это время парус ориентируется ребром к Солнцу и не создает тяги, а сам КА совершает пассивное движение по орбите. В данной работе при расчетах не учитывалось время на передачу груза, т. к. это не влияет на алгоритм оптимизации управления, а лишь изменяет угловое расстояние между планетами на момент начала гелиоцентрического перелета.

Схожая задача движения КА с малой тягой по замкнутым траекториям решалась в работе [17], где авторы рассматривали оптимальные траектории движения от Земли к Марсу и обратно. Однако в ней рассматривался КА с электрореактивными двигателями и не затрагивался вопрос циклического движения.

1.2. Ускорение от идеально отражающего солнечного паруса

Ускорение, создаваемое давлением света, хорошо изучено и может быть математически описано в рамках как корпускулярной, так и волновой теорий света. Если считать, что парус полностью зеркально отражает падающее электромагнитное излучение, то ускорение направлено по нормали к отражающей поверхности (рис. 2), а его величина определяется в аналитическом виде [4]:

$$a = \frac{P_E A}{mr^2} \cos^2 \theta, \quad (4)$$

где $P_E = 9.08 \cdot 10^{-6} \text{ Н/м}^2$ — давление полностью отраженного электромагнитного излучения на орбите Земли; A — площадь солнечного паруса в м^2 ; m — масса КА в кг. Уравнение (4) определяет ускорение в м/с^2 , для его использования в системе (1) необходимо перейти к безразмерному виду.

Для удобства оценки эффективности солнечного паруса используется характеристическое ускорение a_c , которое соответствует ускорению (4) для солнечного паруса, движущегося по орбите Земли и ориентированного перпендикулярно све-

товому потоку. Тогда проекции ускорения в соответствии с системой (1) будут определяться как

$$a_r = \frac{a_c}{r^2} \cos^3 \theta, \quad a_u = \frac{a_c}{r^2} \cos^2 \theta \sin \theta. \quad (5)$$

В действительности оптические характеристики поверхности солнечного паруса отличаются от идеально отражающего зеркала, что значительно усложняет математическое описание создаваемого ускорения [18]. Основная трудность в оптимизации управления для моделей с неидеальным отражением заключается в отклонении создаваемой парусом тяги от направления нормали к поверхности и изменении оптических характеристик паруса со временем [19]. Однако используемая модель идеально отражающего солнечного паруса хорошо подходит в качестве первого приближения для дальнейшей оптимизации.

2. ОПТИМИЗАЦИЯ УПРАВЛЕНИЯ ГЕЛИОЦЕНТРИЧЕСКИМ ДВИЖЕНИЕМ СОЛНЕЧНОГО ПАРУСА

Задача отыскания оптимального по быстродействию управления заключается в определении такой программы управления $\theta(t)$, где $t \in [t_0, t_k]$, $\theta \in [-\pi/2, \pi/2]$, которая удовлетворяет граничным условиям (2)–(3) и доставляет минимум функционалу

$$t_k = \sum_{i=1}^n T_i = \int_0^{t_k} dt \rightarrow \min. \quad (6)$$

Каждый i -й участок гелиоцентрического перелета имеет конечные условия (2), соответствующие начальным значениям предыдущего. Длительность перелета i -го участка T_i определяет угловое расположение планет для последующего участка, т.е. влияет на граничное условие (3). Таким образом, формируется многоточечная краевая задача для n перелетов между планетами.

Такая постановка позволяет разделить задачу оптимизации на n задач определения оптимальных программ управления, доставляющих минимум функционалу

$$T_i = \int_{T_{i-1}}^{T_i} dt \rightarrow \min. \quad (7)$$

Для решения поставленной задачи запишем гамильтониан

$$H = V_r \psi_r + \frac{V_u}{r} \psi_u + \left(a_c \frac{\cos^3 \theta}{r^2} - \frac{1}{r^2} + \frac{V_u^2}{r} \right) \psi_{V_r} + \left(a_c \frac{\cos^2 \theta \sin \theta}{r^2} - \frac{V_u V_r}{r} \right) \psi_{V_u}, \quad (8)$$

где $\psi_r, \psi_u, \psi_{V_r}, \psi_{V_u}$ – сопряженные переменные.

Принцип максимума Понтрягина обеспечивает необходимое условие оптимальности. Если траектория оптимальна, то значение гамильтониана достигает максимума. Запишем гамильтониан, который явно зависит от управления, и приравняем его частную производную по углу установки к нулю:

$$\frac{\partial H}{\partial \theta} = \frac{a_c}{r^2} \times (\psi_{V_u} \cos \theta (1 - 2 \sin \theta) - 3 \psi_{V_r} \cos^2 \theta \sin \theta) = 0. \quad (9)$$

Аналитическое решение (9) известно [20]:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sqrt{9 \psi_{V_r}^2 + 8 \psi_{V_u}^2} - 3 \psi_{V_r}}{4 \psi_{V_u}}. \quad (10)$$

Следующим шагом для определения оптимального управления является формулировка краевой задачи. Система уравнений (1) дополняется дифференциальными уравнениями, описывающими изменение сопряженных переменных:

$$\begin{cases} \frac{d\psi_r}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial r} = \frac{2}{r^3} \left(a_r \cos^3 \theta - 1 + \frac{V_u^2 r}{2} \right) \psi_{V_r} + \frac{2}{r^3} \left(a_u \cos^2 \theta \sin \theta - \frac{V_u V_r r}{2} \right) \psi_{V_u} + \frac{V_u}{r^2} \psi_u, \\ \frac{d\psi_u}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial u} = 0 \rightarrow \psi_u(t) \equiv \text{const}, \\ \frac{d\psi_{V_r}}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial V_r} = -\psi_r + \frac{V_r}{r} \psi_u, \\ \frac{d\psi_{V_u}}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial V_u} = -\frac{\psi_u}{r} - 2 \frac{V_r}{r} \psi_{V_u} + \frac{V_u}{r} \psi_{V_u}. \end{cases} \quad (11)$$

В качестве нормировки принимается $\psi_r(t_0) = \pm 1$. Из результатов аналогичных работ [21] известно, что отрицательное значение соответствует уменьшению радиуса орбиты, а положительное – увеличению. Последующие результаты расчета в настоящей статье также подтвердили данное утверждение.

Таким образом, вариационная задача сводится к четырехпараметрической краевой задаче, в которой необходимо отыскать такие начальные значения сопряженных переменных $\bar{\psi}(t_0)$, которые удовлетворяли бы граничным условиям (2)–(3).

3. АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ

Для численного решения краевой задачи используется модифицированный метод Ньютона с автоматической оценкой сходимости и изменением шага вычисления производных и ограничений на приращения [22]. Однако задачи с фиксированной угловой дальностью плохо сходятся и требуют применения дополнительных методов поиска первого приближения. Используется по-

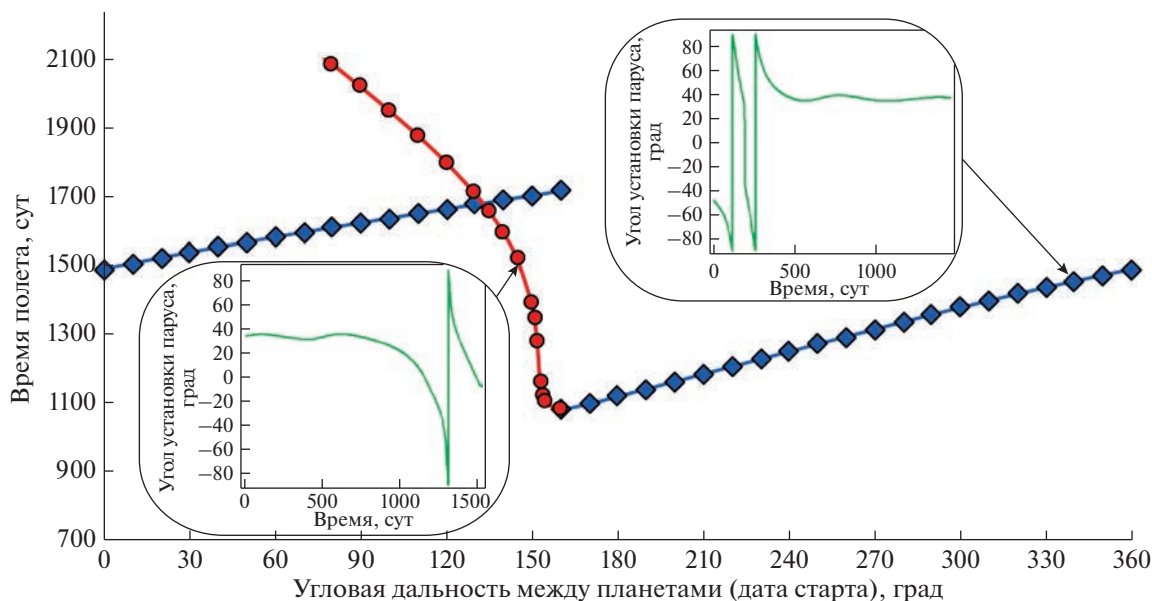


Рис. 3. Зависимость времени полета от углового положения планет для перелетов Земля–Марс. Показаны две характерные программы управления углом установки паруса: ● — фазирование осуществляется на конце траектории, ◆ — в начале.

следовательное усложнение модели и спуск по параметру начальной угловой дальности между планетами [21].

Вначале решается краевая задача с нефиксированной угловой дальностью, т.е. задача перелета КА с начальной на целевую орбиту:

$$u \neq \text{fix}, \quad \psi_u \equiv 0 \quad \text{для} \quad t \in [t_0, t_k]. \quad (12)$$

Такие задачи быстро сходятся, а их решение соответствует решению задачи, удовлетворяющему граничному условию (3) (задача встречи) для даты старта с минимальным временем перелета.

Решение задачи с условиями (12) является отправной точкой для спуска по параметру начальной угловой дальности планет. Спускаясь по параметру и решая краевые задачи с граничным условием (3), можно получить набор решений на всем диапазоне. Полученные результаты далее используются в качестве достоверно близкого приближения при расчете циклического движения КА. Таким образом, сформировав два набора решений для перелета от одной планеты к другой и обратно, можно перейти к определению траекторий для движения КА по замкнутой траектории.

На рис. 3 представлены результаты расчетов перелета Земля–Марс с солнечным парусом с характеристическим ускорением $0.25 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}^2$ для всего диапазона возможного расположения планет друг относительно друга $\delta_0 = [0, 360]$ град в начале полета. Показаны две характерные программы управления: ориентация паруса ребром к

солнцу ($\theta = \pm 90$ град) в конце траектории (при $\delta_0 = 145$ град) и в начале (при $\delta_0 = 340$ град).

Полученные результаты демонстрируют общую закономерность программ управления. Солнечный парус стремится сориентироваться относительно Солнца к значению $\theta = \pm 35.6$ град для наибыстрейшего изменения трансверсальной составляющей скорости V_u . Если дата старта отлична от оптимальной (в данном случае ей соответствует $\delta_0 = 159$ град), тогда осуществляется этап фазирования, т.е. изменение конечного значения угловой дальности для попадания в точку Лагранжа планеты назначения. Фазирование может происходить как в начале, так и в конце траектории. Траектории движения имеют многовитковую спиральную форму, что характерно для КА с малой тягой (рис. 4а).

Траектории движения могут иметь немонотонный характер изменения гелиоцентрического радиус-вектора (рис. 4б). Это происходит на этапе фазирования с целью изменить угловую гелиоцентрическую скорость КА и быстрее удовлетворить граничному условию (3).

Многочисленные результаты моделирования показали, что для формирования оптимальной траектории перелета с немонотонным изменением радиус-вектора может потребоваться изменить знак начальной сопряженной переменной $\psi_r(t_0)$, в противном случае краевая задача не сходится. Такое изменение в выборе знака нормированной $\psi_r(t_0)$ соответствует утверждению из раздела 2: в начальный момент времени траектория

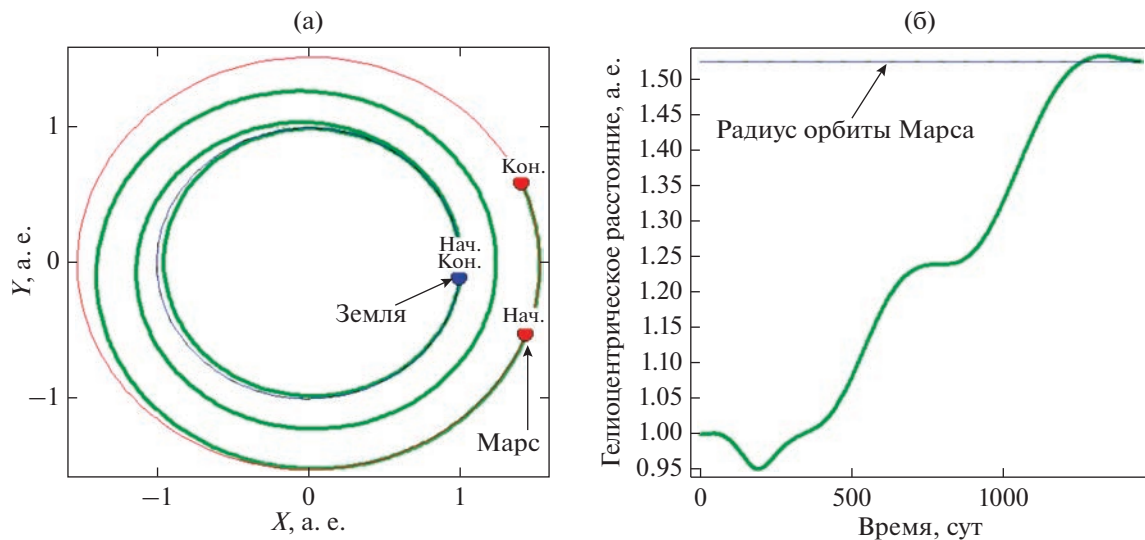


Рис. 4. Перелет Земля–Марс для начального положения планет $\delta_0 = 340$ град: *а* – траектория движения, *б* – изменение гелиоцентрического радиус-вектора.

увеличивает (знак $+$) или уменьшает (знак $-$) радиус-вектор и только через некоторое время фазирования характер скорости изменения радиус-вектора меняется на ожидаемый для достижения целевой планеты.

Таким образом, для формирования траекторий с немонотонным изменением гелиоцентрического радиуса выбирается знак начальной сопряженной переменной $\psi_r(t_0)$, соответствующий положительному или отрицательному изменению радиус-вектора в начальный момент времени. В рассматриваемом случае перелетов Земля–Марс для угловых положений планет $\delta_0 \in [-164, 130]$ град начальное значение сопряженной переменной по радиус-вектору соответствует $\psi_r(t_0) = -1$.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАМКНУТЫХ ПЕРЕЛЕТОВ МЕЖДУ ПЛАНЕТАМИ ЗЕМНОЙ ГРУППЫ

В данном разделе рассматриваются результаты численного моделирования четырех циклов движения КА с солнечным парусом по замкнутым траекториям Земля–целевая планета–Земля. За целевую планету принимаются Меркурий и Марс.

В качестве прототипа солнечного паруса используется проект КА для доставки образцов

грунта с поверхности Меркурия на Землю [9]. Основные проектные параметры рассматриваемого КА приведены в табл. 1. По расчетам авторов [9], солнечный парус каркасного типа, доставляемый японской ракетой-носителем Н-2А на границу сферы действия Земли, сможет придать полезной нагрузке массой 1905 кг ускорение $0.25 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}^2$.

4.1. Замкнутые перелеты Земля–Меркурий–Земля

Перелет Земля–Меркурий–Земля является одной из самых привлекательных миссий для использования солнечного паруса. Увеличение силы гравитационного притяжения по мере приближения КА к Солнцу, согласно системе (1), компенсируется увеличением ускорения от солнечного паруса (4).

Наименьшее время, за которое рассматриваемый солнечный парус может перелететь от Земли к Меркурию, составляет $T_k = 941$ сут при выборе оптимальной даты старта, соответствующей положению планет, при котором Земля опережает Меркурий на $\delta_0 = 23$ град. Этому положению соответствует, например, дата 18.XII.2023, которая была выбрана для расчетов. После перелета Земля находится немного позади Меркурия, а их угловое расстояние составляет $\delta_k = 17$ град.

Таблица 1. Проектные параметры космического аппарата

Масса аппарата, кг	Масса полезной нагрузки, кг	Масса солнечного паруса, кг	Форма паруса, м	Ускорение, м/с^2	Толщина паруса, мкм	
					Полиимид СР1	Алюминий
2353	1905	448	275×275	$0.25 \cdot 10^{-3}$	2	0.1

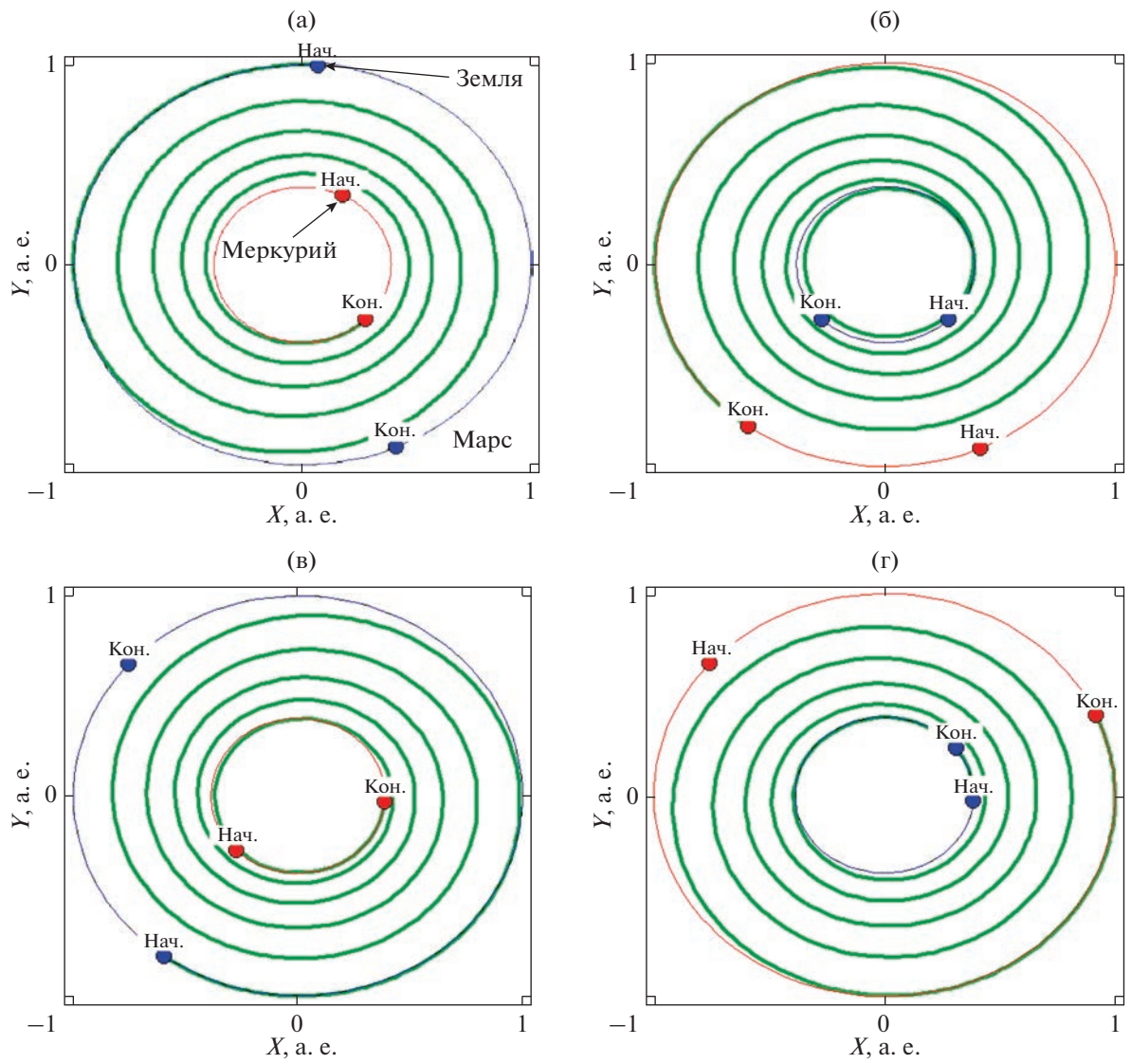


Рис. 5. Замкнутые траектории Земля–Меркурий–Земля для первых двух циклов: *а, в* – перелеты Земля–Меркурий; *б, г* – перелеты Меркурий–Земля.

Самый быстрый обратный перелет от Меркурия к Земле также занимает 941 сут, но для даты старта, соответствующей $\delta_0 = 21$ град (рис. 5а). Таким образом, на момент начала перелета от Меркурия к Земле планеты находятся в неоптимальном положении. Поэтому следующий оптимальный по быстродействию перелет Меркурий–Земля совершается за $T_k = 1033$ сут. При этом КА совершает пять витков вокруг Солнца

(рис. 5б) с немонотонным изменением гелиоцентрического расстояния у орбиты Меркурия. Результаты моделирования последующих перелетов представлены в табл. 2. На рис. 5 представлены траектории перелета первых двух циклов, а на рис. 6 соответствующие им программы управления.

Четыре цикла движения по замкнутым траекториям Земля–Меркурий–Земля занимают у солнечного паруса 22 года, а время перелета между

Таблица 2. Результаты моделирования перелетов Земля–Меркурий–Земля

	Первый цикл		Второй цикл		Третий цикл		Четвертый цикл	
	T_k , сут	δ_0 , град	T_k , сут	δ_0 , град	T_k , сут	δ_0 , град	T_k , сут	δ_0 , град
Земля–Меркурий	941	23	999	8	1037	347	983	13
Меркурий–Земля	1033	339	978	154	1041	354	995	200

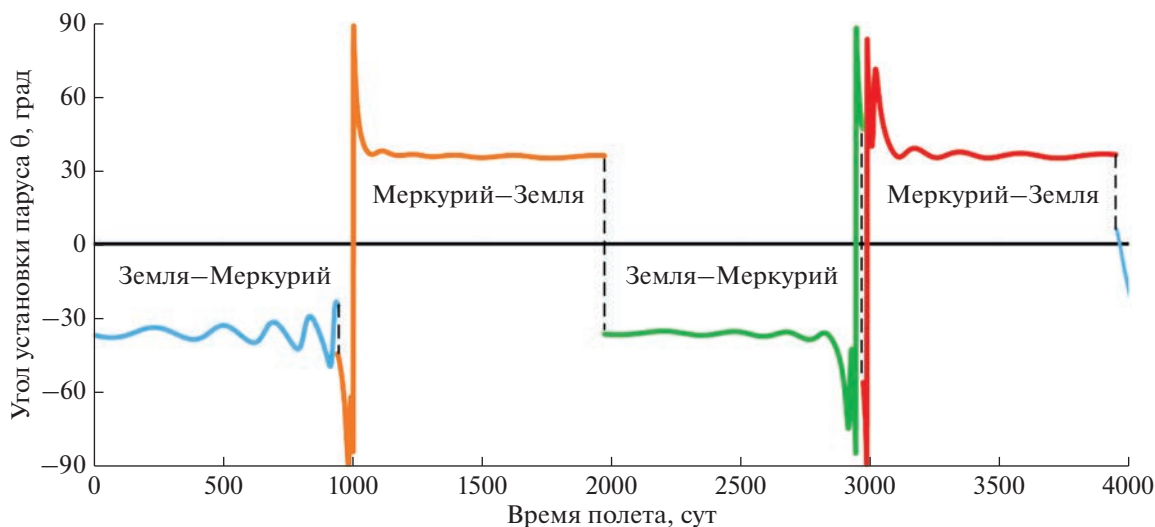


Рис. 6. Программа управления солнечным парусом для первых двух циклов перелета Земля–Меркурий–Земля.

планетами лежит в диапазоне от 978 до 1041 сут. Почти все траектории, для которых немонотонность изменения гелиоцентрического расстояния заключается в снижении траектории ниже орбиты Меркурия и последующим подъемом, совершают фазирование у орбиты Меркурия. Исключение составляет только перелет Земля–Меркурий третьего цикла.

4.2. Замкнутые перелеты Земля–Марс–Земля

Наиболее актуальным использованием солнечного паруса может оказаться доставка грузов на Марс, который является потенциальной планетой для размещения постоянно действующей обитаемой станции. Моделирование гелиоцентрического перелета осуществлялось для рассмотренного ранее солнечного паруса (табл. 1).

Траектории обратных перелетов от Марса к Земле имеют немонотонный характер изменения гелиоцентрического радиус-вектора. На этапе фазирования КА отдалается от орбиты Марса, а начальное значение сопряженной переменной по радиусу имеет значение $\psi_r(t_0) = 1$.

Самый быстрый перелет между орбитами планет длится 1082 сут, а оптимальные даты старта соответствуют угловой дальности между планетами в 159 и 340 град для перелетов Земля–Марс и

Марс–Земля соответственно. Результаты моделирования приведены в табл. 3 и на рис. 7 и 8. Длительность движения для четырех циклов составляет 25 лет, со средним временем на перелет 1168 сут. Начиная со второго цикла, замкнутая траектория не изменяется, а ее период составляет 2341 сут. Очевидно, что и начальные угловые расстояния планет δ_0 для каждого цикла в этом случае одинаковы и принимают значение 207 град при движении от Земли и 23 град от Марса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы были получены расчеты гелиоцентрического движения четырех циклов перелета Земля–Меркурий–Земля и Земля–Марс–Земля для солнечного паруса с характеристическим ускорением 0.25 мм/с^2 . Время движения по замкнутым траекториям Земля–Меркурий–Земля и Земля–Марс–Земля составляет 2000 и 2341 сут соответственно. В предположении, что потребуется обеспечить обмен грузами между планетами с периодичностью в один год, было проведено моделирование движения для КА запущенного через год после первого. Время движения второго КА по замкнутой траектории Земля–Меркурий–Земля в среднем составило 1989 сут. Аналогично для последующих КА, запускаемых раз в год, и

Таблица 3. Результаты моделирования перелетов Земля–Марс–Земля

	Первый цикл		Второй цикл		Третий цикл		Четвертый цикл	
	T_k , сут	δ_0 , град	T_k , сут	δ_0 , град	T_k , сут	δ_0 , град	T_k , сут	δ_0 , град
Земля–Марс	1082	159	1179	207	1179	207	1179	207
Марс–Земля	1155	20	1162	23	1162	23	1162	23

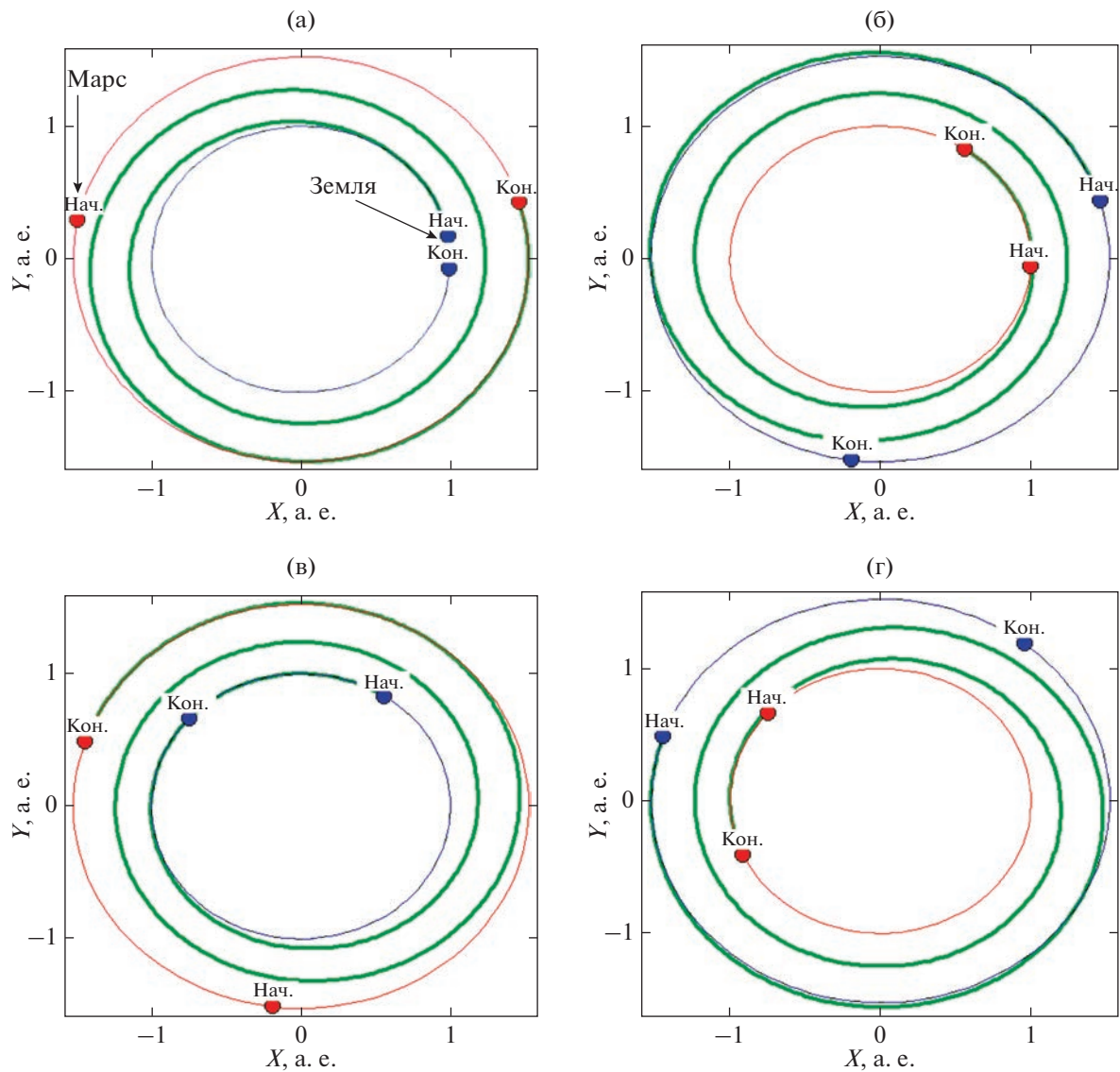


Рис. 7. Замкнутые траектории Земля–Марс–Земля для первых двух циклов: а, в – перелеты Земля–Марс; б, г – перелеты Марс–Земля.

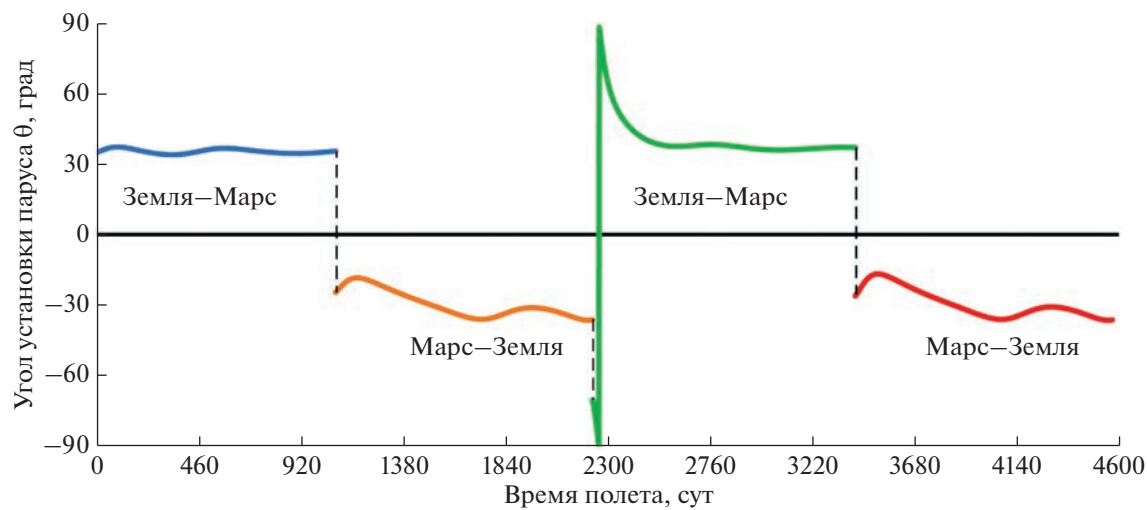


Рис. 8. Программа управления для первых двух циклов перелета Земля–Марс–Земля.

для замкнутой траектории Земля–Марс–Земля время движения по замкнутой траектории за один цикл не изменялось более чем на 20 сут. Из этого следует, что для обеспечения непрерывного обмена грузом между планетами с периодичностью не более одного года достаточно развернуть шесть солнечных парусов для Меркурия и семь для Марса.

Очевидно, что экономическая целесообразность такой группировки требует многостороннего анализа расходов на проектировку, сборку, запуск и эксплуатацию. Рассматриваемая межпланетная транспортная система предполагает, что солнечный парус оставляет груз и забирает новый в точке Лагранжа, а значит, необходим учет расходов на транспортную систему, доставляющей груз до самой планеты, орбитальной станции или естественного спутника.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Синяевский В.В.* Научно-технический задел по ядерному электроракетному межорбитальному буксиру “Геркулес” // Космическая техника и технологии. 2013. № 3. С. 25–45.
2. *Crusan J.C., Smith R.M., Craig D.A. et al.* Deep space gateway concept: Extending human presence into cislunar space // Proc. IEEE Aerospace Conference. 2018. V. 2018-March. <https://doi.org/10.1109/AERO.2018.8396541>
3. *Haws T.D., Zimmerman J.S., Fuller M.E.* SLS, the Gateway, and a Lunar Outpost in the Early 2030s // Proc. IEEE Aerospace Conference. 2019. V. 2019-March. <https://doi.org/10.1109/AERO.2019.8741598>
4. *Поляхова Е.Н.* Космический полет с солнечным парусом: проблемы и перспективы. М.: Наука, 1986. 304 с.
5. *Мельников В.М., Матюшенко И.Н., Чернова Н.А. и др.* Проблемы создания в космосе крупногабаритных конструкций // Труды МАИ. 2014. № 78. С. 1–21.
6. *Mori O., Sawada H., Funase R. et al.* First Solar Power Sail Demonstration by IKAROS // Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan. 2010. V. 8. Iss. 27. P. 25–31. https://doi.org/10.2322/tastj.8.To_4_25
7. *Spencer D.A., Betts B., Bellardo J.M. et al.* The LightSail 2 solar sailing technology demonstration // Advances in Space Research. 2021. V. 67. Iss. 9. P. 2878–2889. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.06.029>
8. *Frisbee R.H.* Solar Sails for Mars Cargo Missions // AIP Conference Proc. 2007. V. 374. P. 374–380.
9. *Hughes G.W., Macdonald M., McInnes C.R. et al.* Sample return from mercury and other terrestrial planets using solar sail propulsion // J. Spacecraft and Rockets. 2006. V. 43. Iss. 4. P. 828–835.
10. *Vergaaij M., Heiligers J.* Time-optimal solar sail heteroclinic-like connections for an Earth-Mars cycler // Acta Astronautica. 2018. V. 152. P. 474–485.
11. *Понтрягин Л.С., Болтянский В.Г., Гамкрелидзе Р.В. и др.* Математическая теория оптимальных процессов. М.: Наука, 1969. 393 с.
12. *Ду Ч., Старинова О.Л.* Генерация искусственных гало-орбит в окололунном пространстве с использованием двигателей малой тягой // Косм. исслед. 2022. Т. 60. № 2. С. 151–166. <https://doi.org/10.31857/S0023420622020029>
13. *Wright J.L.* Space sailing. Gordon and Breach Science Publishers, 1992. 258 p.
14. *McInnes C.R.* Solar sailing: technology, dynamics and mission applications. Springer Berlin, Heidelberg, 2004. 296 p.
15. *Vulpetti G., Johnson L., Matloff G.L.* Solar sails: A novel approach to interplanetary travel // Solar Sails: A Novel Approach to Interplanetary Travel. Springer New York, 2015. 277 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4939-0941-4>
16. *Белецкий В.В., Егоров В.А., Еришов В.Г.* Анализ траекторий межпланетных полетов с двигателями постоянной мощности // Косм. исслед. 1965. Т. 3. № 4. С. 507–522.
17. *Ишков С.А., Милокумова О.Л., Салмин В.В.* Оптимизация замкнутых межпланетных перелетов Земля – Марс – Земля с малой тягой // Косм. исслед. 1995. Т. 33. № 2. С. 210–219.
18. *Forward R.L.* Grey solar sails // J. the Astronautical Sciences. 1989. V. 38. Iss. 2. P. 161–185.
19. *Рожков М.А.* Влияние оптических характеристик многослойного солнечного паруса на его гелиоцентрическое движение // Вестник Самарского университета. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. 2022. Т. 21. № 4. С. 52–65. <https://doi.org/10.18287/2541-7533-2022-21-4-52-65>
20. *Жуков А.Н., Лебедев В.Н.* Вариационная задача о перелете между гелиоцентрическими круговыми орбитами с помощью солнечного паруса // Косм. исслед. 1964. Т. 2. № 1. С. 46–50.
21. *Старинова О.Л.* Расчет межпланетных перелетов космических аппаратов с малой тягой. Самара: Издательство Самарского научного центра РАН, 2007. 196 с.
22. Патент 2022617890. Российская Федерация. Определение оптимального управления движением космического аппарата с электроракетной двигательной установкой, применяя принцип максимума Понтрягина: № 2022613916: заявл. 09.03.2022; опубл. 26.04.2022 / Старинова О.Л., Сергаева Е.А., Рожков М.А.

УДК 629.785

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СОПРОВОЖДАЮЩИХ КА-РЕТРАНСЛЯТОРОВ В ЗАДАЧАХ ОБЕСПЕЧЕНИЯ СВЯЗИ С КА ДАЛЬНЕГО КОСМОСА

© 2023 г. А. П. Плохих¹, *, А. А. Сеницын¹

¹Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия
*plohikh2001@mail.ru

Поступила в редакцию 18.06.2023 г.

После доработки 23.06.2023 г.

Принята к публикации 25.06.2023 г.

В статье рассматриваются возможные варианты архитектуры межпланетной связи, в которых используется ретранслятор данных. Анализируются структура типовой линии космической связи и пути повышения ее эффективности. В качестве одного из возможных направлений предложено использование сопровождающих орбитальных космических аппаратов-ретрансляторов, обеспечивающих поддержание требуемой скорости передачи данных в режиме группового полета вместе с исследовательским космическим аппаратом (КА). Проведена оптимизация гелиоцентрического участка траектории перелета марсианского исследовательского КА и сопровождающего его КА-ретранслятора. Продемонстрирована принципиальная возможность обеспечения группового полета КА-ретранслятора и исследовательского КА для улучшения связи с Землей. Получены оценки масс КА-ретранслятора и исследовательского КА применительно к использованию ракеты-носителя среднего класса типа “Союз” и разгонного блока “Фрегат”. Приведены оценки увеличения продолжительности высокоскоростной связи за счет использования КА-ретранслятора в точках либрации L_4 и L_5 системы Земля–Солнце, а также на гелиоцентрических круговых орбитах с различным радиусом.

DOI: 10.31857/S002342062370019X, EDN: CHESVL

ВВЕДЕНИЕ

Ретрансляция космических данных вызывает интерес уже давно, и впервые она была предложена Национальным управлением по аэронавтике и исследованию космического пространства (НАСА) в конце 1960-х гг. [1]. Более десяти лет спустя, в 1983 г., первая в истории спутниковая служба слежения и ретрансляции данных была введена в действие с целью обеспечения практически непрерывной связи и предоставления средств наблюдения за низкоорбитальными космическими аппаратами, ракетами-носителями и суборбитальными платформами. В процессе развития околоземные системы ретрансляции расширили свои возможности и на сектор связи с КА дальнего космоса. На сегодняшний день существуют две зарубежные спутниковые системы ретрансляции: Спутниковая система слежения и ретрансляции данных (англ. Tracking and Data Relay Satellites, TDRS) [2], Европейская спутниковая система ретрансляции данных (англ. European Data Relay System, EDRS) [3] и отечественная многофункциональная космическая система ретрансляции “Луч” (<https://www.roscosmos.ru/23956/>), которая является аналогом TDRS. Первоначально

система TDRS создавалась с целью уменьшить зависимость НАСА от сети наземных станций и увеличить число аппаратов, постоянно находящихся на связи. В процессе развития системы была исследована возможность ее применения для аппаратов дальнего космоса, работающих как в радиодиапазоне [4], так и на оптических частотах [5]. Известные концепции включают применение EDRS для передачи данных с околоземных и дальних космических зондов и ретрансляции данных с Луны с возможным расширением связи для орбитальных аппаратов Марса. Ожидается обеспечение скорости передачи данных до 2.88 Гбит/с для лунных пользователей и до 100 Мбит/с для полета к астероиду Психея [6].

В целях надежной передачи научных данных в настоящее время активно разрабатываются архитектуры космических сетей следующего поколения [7, 8]. Предполагается, что общая сеть будет включать три основных сегмента, такие как планетарные сети, сети доступа и магистральная сеть [9]. Планетарные сети будут содержать орбитальные аппараты, посадочные модули, роверы и другие транспортные средства. При этом узлы планетарных сетей могут использоваться для сбора научных данных, а сети доступа будут

включать граничные шлюзовые узлы, обеспечивающие подключение к магистральной сети с ретрансляционными узлами высокой пропускной способности и доступности. Для размещения магистральных узлов предполагается использовать точки либрации. Орбиты точек либрации обладают уникальными характеристиками, что делает их хорошим выбором для выполнения некоторых видов миссий. В настоящее время действующими миссиями в точках либрации являются:

1. *Advanced Composition Explorer (ACE)* НАСА (http://www.srl.caltech.edu/ACE/ace_mission.html). Автоматический спутник был запущен 25.VIII.1997 и в настоящее время находится на орбите Лиссажу вблизи коллинеарной точки либрации L_1 , на расстоянии примерно 1.5 млн км от Земли. У аппарата достаточно топлива для поддержания орбиты до 2024 г.

2. *Солнечная и гелиосферная обсерватория* (англ. *Solar & Heliospheric Observatory, SOHO*) НАСА и Европейского космического агентства (ESA) [10]. Космический аппарат *SOHO* находится на гало-орбите вокруг коллинеарной точки либрации Земли L_1 между Землей и Солнцем.

3. *Микроволновый анизотропный зонд Уилкинсона* НАСА (англ. *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, WMAP*) [11]. КА имеет орбиту Лиссажу около точки L_2 системы Солнце—Земля.

4. *КА Глобальной геокосмической программы GGS WIND* (англ. *Global Geospace Science Program*) НАСА, для изучения солнечного ветра [12]. Постоянно находится в окрестности точки L_1 системы Солнце—Земля с мая 2004 г. и продолжает работать (по состоянию на апрель 2023 г.).

В будущем планируется использование точек либрации и других планет, что делает размещение в их окрестностях КА-ретрансляторов актуальной задачей.

Обзор литературы показал, что в настоящее время имеется несколько подходов к размещению ретрансляторов на различных орбитах. Одна из наиболее часто используемых стратегий состоит в размещении ретрансляторов на орбите, совпадающей с орбитой Земли [13]. Предлагается разместить до трех спутников-ретрансляторов, которые вместе с наземными станциями дальней космической связи (англ. *NASA's Deep Space Network, DSN*) обеспечили бы группировку с четырьмя узлами связи со сдвигом в 90° . Другая стратегия состоит в использовании орбит с разным размером и количеством спутников. В работе [14] анализируется работа очень большой группировки из 375 спутников на разных гелиоцентрических орбитах, каждый из которых несет 20-метровую антенну, поддерживающую связь в Ка-диапазоне. Это может обеспечить скорость передачи данных между Землей и Марсом до 1 Гбит/с — значение, которое на три порядка выше текущих

скоростей нисходящей линии связи и, таким образом, может быть более подходящим для долгосрочных будущих потребностей связи в дальнем космосе. Такая высокая скорость передачи данных требует столь же амбициозного развертывания ретрансляционной системы, общее количество спутников которой весьма значительно. В работе [15] были разработаны точные требования относительно параметров орбиты и количества спутников для максимального расстояния между узлами 0.7 а. е. и различные критерии оптимизации: кратчайший путь, минимальное количество ретрансляций и минимальное количество узлов. Качество связи оценивалось в каналах с аддитивным белым гауссовым шумом. Последующие исследователи объединили обе стратегии и построили топологию гибридной сети, включающую как ретрансляторы в точках либрации, так и гелиоцентрические группировки [16]. Предложена конфигурация, которая включает точки либрации Земля—Солнце, Марс—Солнце и Юпитер—Солнце, а также два дополнительных ретранслятора, расположенных на гелиоцентрической орбите, совпадающей с орбитой Земли. Указывается, что с помощью использования больших антенн и модернизированных микроволновых технологий можно было бы обеспечить скорость не менее 10 Мбит/с как в марсианских, так и в юпитерианских сетях связи.

Учитывая, что развертывание таких крупномасштабных проектов займет долгие годы, целесообразно рассмотреть возможность реализации более простых подходов, связанных с использованием цепочки сопровождающих ретрансляторов, для решения коммуникационных задач ближайших миссий.

ВЗАИМОСВЯЗЬ МЕЖДУ ОТНОШЕНИЕМ СИГНАЛ/ШУМ И СКОРОСТЬЮ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ В СИСТЕМАХ КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

Из теории передачи аналоговых сигналов известно, что одним из критериев качества сигнала является отношение сигнал/шум (S/N или SNR), определяемое как отношение средней мощности сигнала (S) к средней мощности шума (N). В цифровых системах связи чаще используется нормированная версия S/N , обозначаемая как E_b/N_0 , где E_b — энергия бита. Ее можно описать как мощность сигнала S , умноженную на время передачи бита информации T_b . N_0 — это спектральная плотность мощности шума, и ее можно выразить как мощность шума N , деленную на ширину полосы Δf (размерность Вт/Гц). Поскольку время передачи бита и скорость передачи битов взаимно обратны, T_b можно заменить на $1/R$ (где R — битовая скорость). Если один символ цифрового сигнала

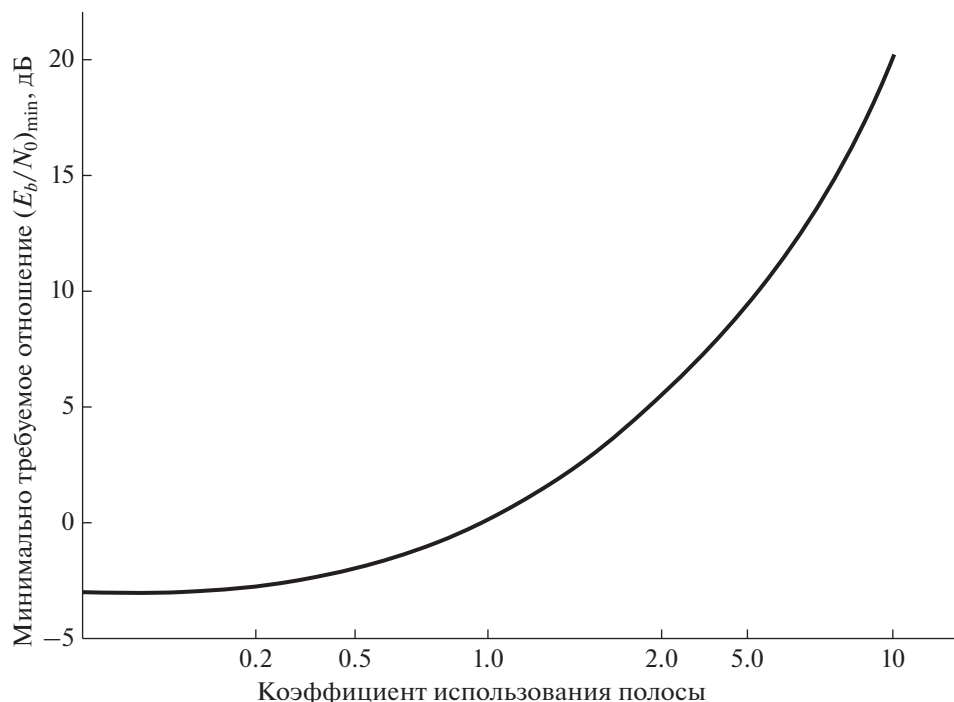


Рис. 1. Зависимость минимально допустимого отношения сигнал/шум от коэффициента использования полосы.

переносит 1 бит (т. е. длительность бита T_b [с] равна длительности символа T_s), то скорость передачи данных $R_b = 1/T_b$, бит/с. Удельная энергия одного бита, характеризующая величину мощности сигнала S , приходящуюся на 1 бит, равна:

$$E_b = ST_b = S/R_b. \quad (1)$$

Мощность шума в полосе частот канала приема Δf равна:

$$N = N_0 \Delta f = k T_{\text{sys}} \Delta f, \quad (2)$$

где $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$, Дж/К — постоянная Больцмана; T_{sys} — параметр, определяющий собственную шумовую температуру приемной системы.

Согласно формуле Шеннона [17], пропускная способность в бит/с канала определяется выражением:

$$C = \Delta f \log_2(1 + S/N). \quad (3)$$

Из выражения следует, что скорость передачи ограничивают два фундаментальных фактора: отношение сигнал/шум и полоса пропускания. Учитывая, что скорость передачи данных не может превышать емкость канала, получаем:

$$\begin{aligned} R < C &= \Delta f \log_2(1 + S/N) = \\ &= \Delta f \log_2(1 + (E_b R)/N_0 \Delta f). \end{aligned} \quad (4)$$

В пределе, максимальная пропускная способность канала с неограниченным спектром составляет 1.443 (S/N_0) бит/с. Обозначив отношение $R/\Delta f$ как K — коэффициент использования полосы частот, получаем окончательное выражение:

$$E_b/N_0 = (2^K - 1)/K. \quad (5)$$

Зависимость минимального отношения сигнал/шум в децибелах от K приведена на рис. 1.

Из рисунка следует, что при $K \ll 1$ (скорость передачи данных много меньше используемой полосы частот) отношение E_b/N_0 становится практически постоянным относительно K . При заданной плотности мощности шума увеличить скорость передачи можно только увеличив мощность информационного сигнала $S = E_b/R$. При $K \gg 1$ отношение E_b/N_0 быстро растет с увеличением K . В этом случае, если не изменять полосу частот, для сравнительно малого увеличения скорости передачи требуется значительное увеличение мощности сигнала.

Таким образом, максимальная скорость передачи информации в системах дальней космической связи будет определяться отношением сигнал/шум в точке приема и полосой пропускания приемника.

Дальнейший анализ радиолинии начинается, как правило, с дистанционного уравнения, связывающего мощность сигнала на входе приемного устройства с излучаемой передатчиком мощностью сигнала. Для стандартной радиолинии отношение сигнал/шум на входе приемника может быть определено по формуле [18]:

$$\frac{P_r}{N_0} = \frac{P_t G_t G_r}{A_t A_r A_{\text{pnt},t} A_{\text{pnt},r} k T_{\text{sys}}} \frac{c^2}{(4\pi f r)^2}, \quad (6)$$

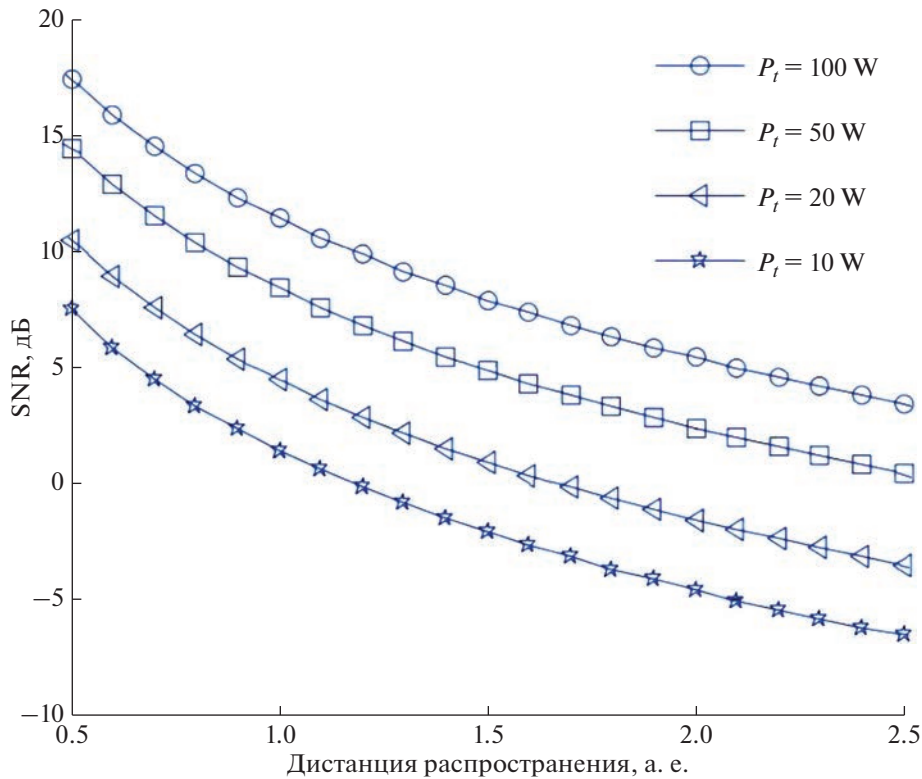


Рис. 2. Зависимость отношения сигнал/шум от расстояния.

где P_t — мощность передатчика; P_r — мощность на входе приемника; G_t — коэффициент усиления антенны передатчика; G_r — коэффициент усиления антенны приемника; A_t — потери в передающем фидерном тракте; A_r — потери в приемном фидерном тракте; $A_{pnt,t}$ — ослабление за счет неточности наведения передающей антенны; $A_{pnt,r}$ — ослабление за счет неточности наведения приемной антенны; f — несущая частота сигнала; r — расстояние; c — скорость света.

Как видно из формулы, поступающая в приемник мощность сигнала определяется, прежде всего, следующими параметрами:

- мощностью передатчика P_t ;
- собственными шумами приемника;
- характеристиками антенных систем (коэффициент усиления, потери в фидерных трактах, потери за счет неточности наведения антенн);
- расстоянием между передатчиком и приемником.

Первые три параметра характеризуют технологическое состояние разработок и на данном этапе учитываются косвенно, ориентир берется на достигнутые и ожидаемые характеристики. Поэтому основным параметром, относительно которого будет рассматриваться задача ретрансляции, будет затухание в свободном пространстве, про-

порциональное квадрату расстояния от источника излучения.

Для детализации приведенных выше соотношений рассмотрим обеспечение связи с исследовательским КА в зависимости от изменения его расстояния до пункта приема сигналов. Рассматривается передатчик с выходной мощностью в диапазоне от 10 до 100 Вт и параметрами модуляции сигнала, описанными в работе [19]. Используется приемник с эквивалентной полосой пропускания 100 МГц. Тогда изменение отношения сигнал/шум приемника в зависимости от расстояния рассчитывается по формуле (6) и иллюстрируется графиками на рис. 2 для разных выходных мощностей сигнала передатчика. Зная отношение сигнал/шум для фиксированной дальности, по формуле (4) легко определить пропускную способность информационного канала. Как следует из графика (рис. 1), уменьшение отношения сигнал/шум, вызванное увеличением расстояния, приводит к необходимости сужать полосу пропускания приемника и, соответственно, уменьшать скорость передачи данных.

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РЕТРАНСЛЯТОРА

Оптимизация орбитальной структуры системы ретрансляторов допускает различные критерии и методические подходы. Важным вопро-

Таблица 1. Доля времени с требуемым уровнем связи в течение заданного периода работы марсианского исследовательского КА

Орбита КА-ретранслятора	Рассматриваемый период времени	
	2 года	10 лет
Без КА-ретранслятора (связь напрямую Земля–Марс)	38%	23%
Квази- <i>L4</i> (орбита Земли со смещением по истинной аномалии на $+60^\circ$)	50%	49%
Квази- <i>L5</i> (орбита Земли со смещением по истинной аномалии на -60°)	53%	47%
Круговая эклиптическая радиусом 1.1 а. е.	51%	31%
Круговая эклиптическая радиусом 1.2 а. е.	50%	38%
Круговая эклиптическая радиусом 1.3 а. е.	48%	32%
Круговая эклиптическая радиусом 1.4 а. е.	47%	30%

сом при этом является минимальное количество КА-ретрансляторов для обеспечения требуемого уровня связи. Следует заметить, что требования к характеристикам (уровню) связи не являются жестко определенными и допускают различные точки зрения. К ним относятся кратчайший путь (максимальная скорость передачи информации), минимальное количество переключений между ретрансляторами и минимальное количество узлов. В связи с этим представляет интерес оценка возможностей одного ретранслятора. Рассмотрим конфигурацию из трех объектов:

- исследовательский КА на орбите Марса;
- геостационарный спутник дальней космической связи;
- КА-ретранслятор на гелиоцентрической орбите.

Для упрощения предполагается, что на всех аппаратах одинаковые антенны и приемо-передающие блоки. Используя энергетический потенциал современного геостационарного спутника связи, осуществить прямую связь с исследовательским КА с приемлемой скоростью передачи информации можно на расстояниях не более 1.2 а. е. Для идентичных каналов связи, использование ретранслятора позволяет увеличить это расстояние до 2.4 а. е. (в случае нахождения этих объектов на одной прямой линии). С учетом орбитального движения ситуация существенно меняется.

Если условно принять, что для достижения требуемой скорости передачи данных расстояние между объектами не превышает заданного (1.2 а. е.), то можно оценить продолжительность связи и эффект от использования КА-ретранслятора (ограничения на расстояние для КА-ретранслятора аналогичны для расстояний Земля–КА-ретранслятор и КА-ретранслятор–Марс). В табл. 1 приведена доля рассматриваемого периода, когда достигается требуемый уровень связи, то есть выполняются ограничения (не более 1.2 а. е.) на расстояние Земля–Марс или одновременно на расстояния Земля–КА-ретранслятор и КА-ретранслятор–Марс.

Начало периода рассмотрения – 1.I.2050. Эфемериды планет определялись согласно модели EPM2008 [20]. Возможные круговые орбиты для КА-ретранслятора приведены на рис. 3. Для круговых орбит начальное положение КА-ретранслятора определялось из условия достижения максимальной доли обеспечения заданного уровня связи. Как видно из табл. 1, один КА-ретранслятор способен увеличить длительность периода заданного уровня связи на 10–20%. Примечательно, что для круговых орбит очень чувствительным моментом является выбор начального положения КА-ретранслятора, которое определяется предыдущей траекторией полета. Интересно, что для точек либрации *L4* и *L5* заданный уровень связи обеспечивается в течение половины рассматриваемого периода, что может быть достаточным для выполнения некоторых целевых задач исследования Марса. Очевидно, что для увеличения периода заданного уровня связи необходимо привлечение дополнительных КА-ретрансляторов.

Таким образом, задача ретрансляции заключается в разбиении текущего расстояния между исследовательским КА и приемным пунктом в окрестности Земли на два участка, формируемых местоположением КА-ретранслятора. Рассмотрим какой эффект достигается относительно скорости передачи информации в этом случае. Как видно из рис. 2, при использовании передатчика мощностью 100 Вт отношение сигнал/шум на расстоянии 2 а. е. составляет 6 дБ. При уменьшении этого расстояния в два раза (1 а. е.) отношение сигнал/шум возрастает до 12 дБ. Как и следовало ожидать, при уменьшении расстояния в два раза принимаемая мощность возрастает в 4 раза, и, соответственно, отношение сигнал/шум увеличивается на 6 дБ (в 4 раза). Подставляя поочередно эти два значения в формулу (1), получаем, что при сокращении расстояния в два раза пропускная способность канала возрастает в 2 раза. Соотношение (1) описывается нелинейной функцией, поэтому при малых значениях отношения сигнал/шум и увеличении полосы пропускания

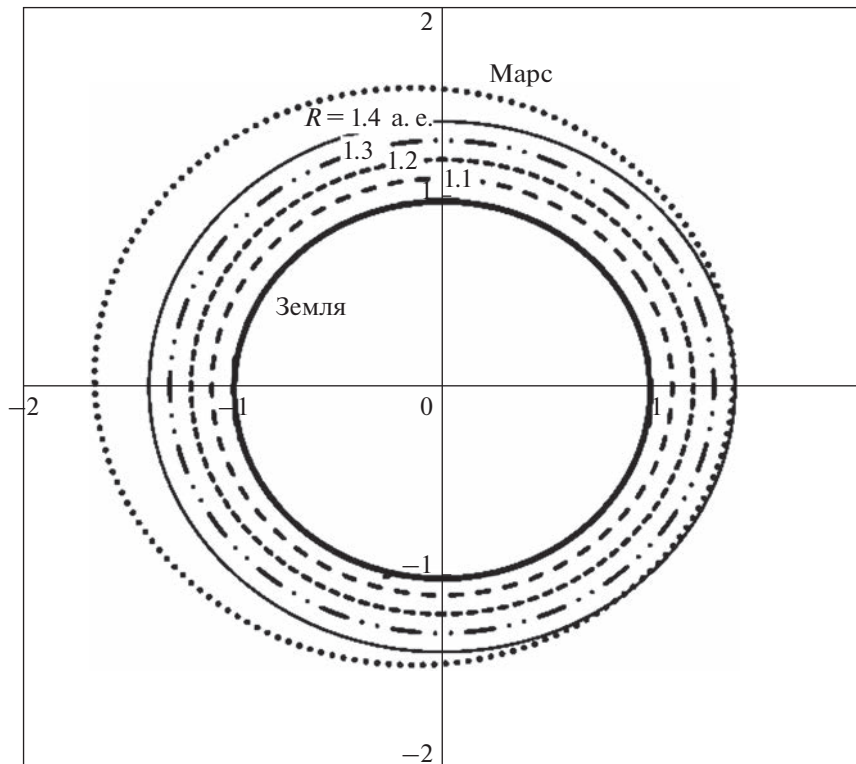


Рис. 3. Проекция орбит Земли, Марса и круговых эклиптических орбит различного радиуса на плоскости эклиптики.

приемника пропускная способность может стремиться к четырехкратному увеличению.

Рассмотрим концепцию использования сопровождающего КА-ретранслятора для улучшения связи с исследовательским КА, следующим по маршруту Земля–Марс, по критерию разбиения общего расстояния на два участка с заданными параметрами. Предполагается, что КА ретранслятор стартует одновременно с исследовательским КА и приходит в точку, соответствующую середине радиус-вектора Земля–Марс в момент подлета исследовательского зонда к Марсу. Управление КА-ретранслятором осуществляется с использованием двигателей малой тяги, в качестве которых рассматривается электрический ракетный двигатель (ЭРД).

ПРОЕКТНО-БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТРАЕКТОРИИ СОПРОВОЖДАЮЩЕГО РЕТРАНСЛЯТОРА ДЛЯ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ЗАДАННОГО КАЧЕСТВА СВЯЗИ С ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИМ КА НА МАРШРУТЕ ЗЕМЛЯ–МАРС

Целью анализа является оценка (на примере перелета Земля–Марс) возможности КА-ретранслятора с ЭРД обеспечить движение вблизи середины текущего вектора Земля–исследовательский КА. В качестве исходных данных для анализа рас-

сматривается использование ракеты-носителя типа “Союз” [21] (масса орбитального блока на низкой околоземной орбите 7.9 т) и разгонного блока (РБ) типа “Фрегат” [22, 23] (конечная масса 970 кг, удельный импульс тяги $I_{РБ} = 333.2$ с). Предполагается, что РБ обеспечивает разгон КА у Земли до гиперболических скоростей. На КА (как исследовательском, так и ретрансляторе) предполагается применение электроракетной двигательной установки (ЭРДУ) на базе двух СПД-140, работающих в постоянном режиме с удельным импульсом тяги 1750 с и тягой $R_{дв}$ около 277 мН каждый [24], (<https://fakel-russia.com/>).

Продолжительность перелета исследовательского КА и КА-ретранслятора выбрана равной $t_K = 300$ сут. Дата отлета выбиралась оптимальной в синодический период великого противостояния Земли и Марса, соответствующей 2050 г. В этот период энергетические затраты на межпланетный перелет Земля–Марс максимальны.

Постановка задачи оптимизации гелиоцентрической части перелета исследовательского КА по маршруту Земля–Марс в целом совпадает с методиками, опубликованными в работах [25–27].

Минимизируемый функционал — конечная масса на заданный момент времени t_K :

$$J = -m(t_K). \quad (7)$$

Уравнения движения в безразмерных переменных имеют вид:

$$\dot{\mathbf{R}} = \mathbf{V}, \quad \dot{\mathbf{V}} = -\frac{\mathbf{R}}{R^3} + \frac{R_{\text{дв}}}{m} \mathbf{b} \delta, \quad \dot{m} = -\dot{m} \delta, \quad (8)$$

где: $\mathbf{R}$ – радиус-вектор КА; $\mathbf{V}$ – вектор скорости КА; m – масса КА; $\mathbf{b}$ – направление вектора тяги (единичный вектор); δ – функция включения/выключения ЭРДУ.

Гамильтониан задачи оптимального управления (7), (8) имеет вид:

$$H = \mathbf{p}_R^T \mathbf{V} + \mathbf{p}_V^T \left(-\frac{\mathbf{R}}{R^3} + \frac{R_{\text{дв}}}{m} \mathbf{b} \delta \right) - p_m \dot{m} \delta, \quad (9)$$

где: $\mathbf{p}_R$, $\mathbf{p}_V$, и p_m – переменные, сопряженные компонентам радиус-вектора, скорости и массе, соответственно.

Из принципа максимума следует, что оптимальное управление может быть представлено в следующем виде:

$$\mathbf{b} = \frac{\mathbf{p}_V}{p_V}, \quad \delta = \begin{cases} 1, & \text{если } \Delta > 0 \\ 0, & \text{если } \Delta < 0, \end{cases} \quad (10)$$

где функция переключения ЭРДУ определяется выражением:

$$\Delta = \frac{R_{\text{дв}}}{m} p_V - p_m \dot{m}. \quad (11)$$

Уравнения для сопряженных переменных примут вид:

$$\dot{\mathbf{p}}_R = \frac{\mathbf{p}_V}{R^3} - 3\mathbf{R} \frac{\mathbf{p}_V^T \mathbf{R}}{R^5}, \quad \dot{\mathbf{p}}_V = -\mathbf{p}_R, \quad \dot{p}_m = \frac{R_{\text{дв}}}{m^2} \delta p_V. \quad (12)$$

Краевые условия в начале гелиоцентрического участка траектории имеют вид:

$$\mathbf{R}(0) = \mathbf{R}_{\text{Земли}}(0), \quad \mathbf{V}(0) = \mathbf{V}_{\text{Земли}}(0) + \mathbf{V}_{\infty}^0. \quad (13)$$

Направление гиперболического избытка скорости $\mathbf{V}_{\infty}^0$ коллинеарно вектору $\mathbf{p}_V(0)$ [26–28].

Неизвестными параметрами краевой задачи принципа максимума являются следующие девять величин: $\mathbf{p}_V(0)$, $\mathbf{p}_R(0)$, $p_m(0)$, дата отлета от Земли и V_{∞}^0 (гиперболический избыток скорости при отлете от Земли, формируемый РБ). Одна из них исключается из условия нормировки $p_V(0) = 1$ через углы ориентации вектора тяги (α и γ – углы ориентации вектора тяги относительно базовых плоскости и направления):

$$\mathbf{p}_V(0) = \begin{pmatrix} \cos \gamma \cos \alpha \\ \sin \gamma \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Минимизируемая невязка (восемь компонентов: первые шесть – краевые условия совпадения

координат и компонент скорости КА и Марса, седьмое – условие оптимальности даты отлета, восьмое – условие оптимальности величины отлетного гиперболического избытка скорости) в размерном виде представлены выражением (15):

$$S = \begin{pmatrix} \mathbf{R}(t_K) - \mathbf{R}_{\text{Марса}}(t_K) \\ V(t_K) - V_{\text{Марса}}(t_K) \\ \mathbf{p}_R(0) \mathbf{V}_{\text{Земли}}(0) + \mathbf{p}_V(0) \dot{\mathbf{V}}_{\text{Земли}}(0) - \\ - \mathbf{p}_R(t_K) \mathbf{V}_{\text{Марса}}(t_K) + \mathbf{p}_V(t_K) \dot{\mathbf{V}}_{\text{Марса}}(t_K) \\ p_V(0) - p_m(0) m_{00} \times \\ \times \exp \left(-\frac{\sqrt{\frac{2\mu_{\text{Земли}}}{r_0} + V_{\infty}^0{}^2} - \sqrt{\frac{\mu_{\text{Земли}}}{r_0}}}{I_{\text{РБ}} g / V_{\text{хар}}} \right) \times \\ \times \frac{V_{\infty}^0}{I_{\text{РБ}} g / V_{\text{хар}} \sqrt{\frac{2\mu_{\text{Земли}}}{r_0} + V_{\infty}^0{}^2}} \end{pmatrix}, \quad (15)$$

где m_{00} – начальная масса орбитального блока (РБ + КА); $\mu_{\text{Земли}}$ – гравитационный параметр Земли; r_0 – начальный радиус околоземной орбиты (с которой начинает работу РБ); $I_{\text{РБ}}$ – удельный импульс тяги РБ; g – стандартное ускорение свободного падения; $V_{\text{хар}}$ – характерная скорость (введена в выражение для обезразмеривания удельного импульса тяги, обезразмеривание, как в работе [28]).

Краевая задача решалась методами Ньютона [28] и градиентного спуска. Применительно к КА-ретранслятору, краевые условия меняются следующим образом. Дата отлета и конечная дата фиксируются (как у исследовательского КА). Остальные неизвестные краевой задачи такие же, как для случая исследовательского КА (семь – γ , α , $\mathbf{p}_R(0)$, $p_m(0)$, V_{∞}^0).

Минимизируемая невязка (семь компонентов) в размерном виде описываются формулой (16):

$$S = \begin{pmatrix} \mathbf{R}(t_K) - \frac{(\mathbf{R}_{\text{Земли}}(t_K) + \mathbf{R}_{\text{Марса}}(t_K))}{2} \\ \mathbf{p}_V(t_K) \\ p_V(0) - p_m(0) m_{00} \times \\ \times \exp \left(-\frac{\sqrt{\frac{2\mu_{\text{Земли}}}{r_0} + V_{\infty}^0{}^2} - \sqrt{\frac{\mu_{\text{Земли}}}{r_0}}}{I_{\text{РБ}} \frac{g}{V_{\text{хар}}}} \right) \times \\ \times \frac{V_{\infty}^0}{I_{\text{РБ}} \frac{g}{V_{\text{хар}} \sqrt{\frac{2\mu_{\text{Земли}}}{r_0} + V_{\infty}^0{}^2}}} \end{pmatrix}. \quad (16)$$

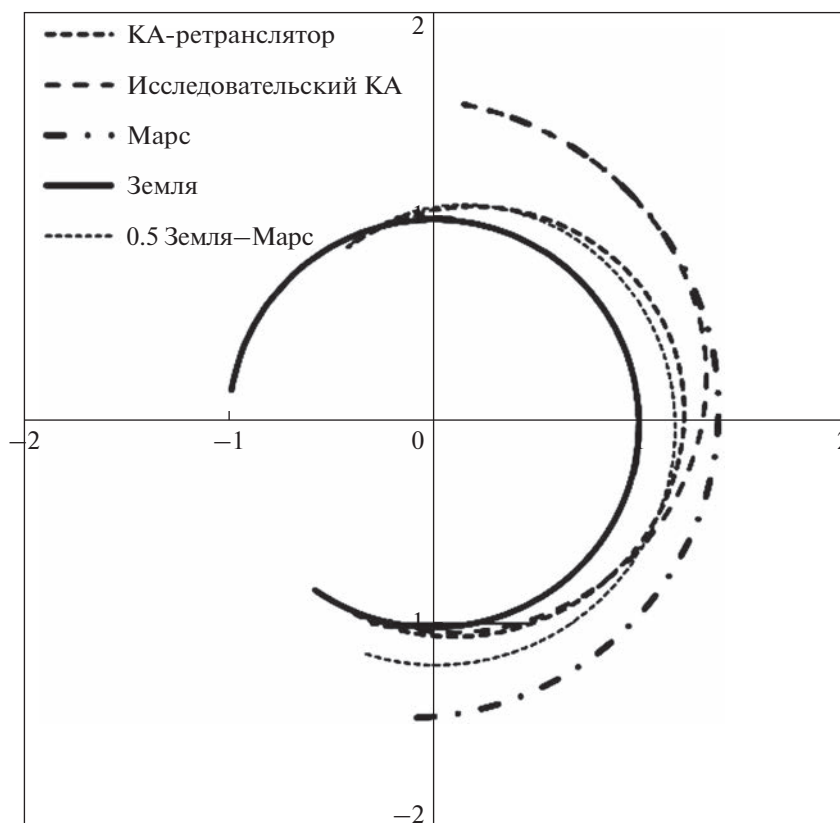


Рис. 4. Проекция траекторий исследовательского КА, КА-ретранслятора, Земли, Марса и середины вектора Земля–Марс на плоскость эклиптики.

Результаты решения указанных краевых задач применительно к 2050 г. отлета и продолжительности перелета 300 сут (как для исследовательского КА, так и для КА-ретранслятора) следующие: масса исследовательского КА в конце гелиоцентрического участка – 1.4 т (масса ксенона для гелиоцентрического участка – 382 кг), масса КА ретранслятора – 1.6 т (масса ксенона – 167 кг). Проекция траекторий на плоскость эклиптики показаны на рис. 4. Соответствующее этим траекториям расстояние от Земли до исследовательского КА, КА-ретранслятора и до Марса изображено на рис. 5.

Как видно из рис. 5, в первые 200 сут полета связь исследовательского КА с Землей может гарантированно осуществляться напрямую. Включение КА-ретранслятора в работу актуально на отрезке 200–300 сут полета. Предполагается, что в момент прибытия на орбиту Марса исследовательский КА получит большой объем накопленной научной информации от планетарных средств, которую будет необходимо передать одновременно в высокоскоростном режиме с использованием сопровождающего КА-ретранслятора. Если обеспечение связи с орбитой Марса потребует большой период времени, то следует рассмотреть использование группы КА-ретрансляторов, следующих

последовательно за Марсом. Что касается рассмотренного КА-ретранслятора, то в качестве дальнейшей возможности использования рассматривается организация его перелета на любую требуемую орбиту при сопоставимых затратах ксенона на перелет.

Следует отметить, что выбор оптимальной орбиты функционирования как для одиночного КА-ретранслятора, так и для групповой системы КА-ретрансляторов представляет собой сложную техническую задачу, допускающую различия в постановках, критериях качества и характеристиках ретрансляционной аппаратуры КА-ретрансляторов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены существующие и разрабатываемые орбитальные группировки космических ретрансляторов, предназначенных для обеспечения дальней космической связи в Солнечной системе. Показано, что будущие крупные проекты рассматривают орбитальные конфигурации ретрансляторов, которые включают как точки либрации Земля–Солнце, Марс–Солнце и Юпитер–Солнце, так и дополнительные ретрансляторы, расположенные на гелиоцентрической орбите, совпадающей с

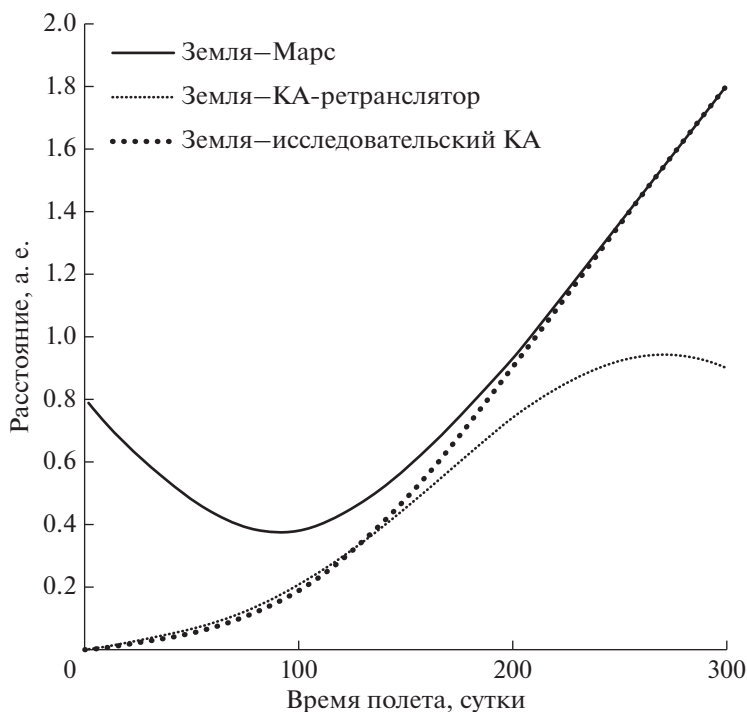


Рис. 5. Зависимость расстояний от Марса, исследовательского КА и КА-ретранслятора до Земли.

орбитой Земли. Ожидается, что с помощью использования больших антенн и модернизированных микроволновых технологий в межпланетных сетях связи будет обеспечиваться скорость передачи не менее 10 Мбит/с.

Проанализирован энергетический потенциал типовой радиолинии космической связи, исследованы пути повышения ее эффективности. В качестве одного из возможных направлений предложено использование сопровождающих орбитальных КА-ретрансляторов, обеспечивающих поддержание требуемой скорости передачи данных в режиме группового полета вместе с исследовательским КА.

Проведена оптимизация гелиоцентрического участка траектории перелета марсианского исследовательского КА и сопровождающего его КА-ретранслятора. Продемонстрирована принципиальная возможность обеспечения группового полета КА-ретранслятора и исследовательского КА для улучшения связи исследовательского КА с Землей, а также рассмотрено дальнейшее функционирование КА-ретранслятора для ретрансляции данных, получаемых с исследовательского марсианского КА. Получены оценки масс КА-ретранслятора и исследовательского КА (1.6 т и 1.4 т, соответственно) применительно к использованию РН среднего класса типа «Союз» и РБ «Фрегат».

Приведены оценки увеличения продолжительности осуществления высокоскоростной связи за счет использования КА-ретранслятора в

точках либрации системы Земля–Солнце L_4 и L_5 , а также на околоземных эллиптических круговых орбитах с различным радиусом. Показано, что один КА-ретранслятор способен увеличить длительность периода заданного уровня связи на 10–20%, а добавление дополнительных сопровождающих КА-ретрансляторов позволит довести значение временного интервала заданного уровня связи до необходимых значений.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00515.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stampfl R.A., Jones A.E. Tracking and data relay satellites // IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst. 1970. V. AES-6. Iss. 3. P. 276–289.
2. Toral M., Heckler G., Pogorelc P. et al. Payload performance of third generation TDRS and future services // Proc. 35th AIAA Int. Commun. Satell. Syst. Conf. ICSSC. 2017. Art. ID. AIAA 2017–5433. <https://doi.org/10.2514/6.2017-5433>
3. Witting M., Hauschildt H., Murrell A. et al. Status of the European data relay satellite system // Proc. Int. Conf. Space Opt. Syst. Appl. (ICSOS). Ajaccio. France. 2012. P. 19–30.
4. Hunter J. The orbiting deep space relay station — A study report. // Proc. AIAA Conf. Large Space Platforms: Future Needs Capabilities. Los Angeles. USA. 1978. Art. ID. 1639.
5. Wilson K.E., Wright M., Cesarone R. et al. Cost and performance comparison of an Earth-orbiting optical commu-

- nication relay transceiver and a ground-based optical receiver subnet // IPN Progress Rep. P. 42–153. 2003.
6. *Cornwell D.M.* NASA's optical communications program for 2017 and beyond // Proc. IEEE Int. Conf. Space Opt. Syst. Appl. 2017. P. 10–14. <https://doi.org/10.1109/ICSOS.2017.8357203>
 7. *Cerf V., Burleigh S., Hooke A. et al.* Interplanetary Internet (IPN): Architectural Definition. 2001. <https://data-tracker.ietf.org/doc/html/draft-irtf-ipnrg-arch-00.txt>
 8. *Travis E.* The InterPlaNetary Internet: architecture and key technical concepts. Internet Global Summit, INET 2001.
 9. *Bhasin K., Hayden J.* Space Internet Architectures and Technologies for NASA Enterprises // IEEE Aerospace Conference. USA. 2001. V. 2. P. 931–941.
 10. *Domingo V., Fleck B., Poland A.I.* The SOHO mission: An overview // Solar Physics. 1995. V. 162. P. 1–37.
 11. *Bennett C.L., Larson D., Weiland J.L. et al.* Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: final maps and results // Astrophysical J. Supplement Series. 2013. V. 208. Iss. 2. <https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/2/20>
 12. *Wilson L.B., Brosius A.L., Gopalswamy N. et al.* A quarter century of WIND spacecraft discoveries // Reviews of Geophysics. 2021. V. 59. Iss. 2. <https://doi.org/10.1029/2020RG000714>
 13. *Howard T.G.* An initial design assessment for a communications relay satellite to support the interplanetary information infrastructure // 16th AIAA International Communications Satellite Systems Conference. 1996. P. 566–575. <https://doi.org/10.2514/6.1996-1057>.
 14. *Haque S.* A Broadband Multi-hop Network for Earth-Mars Communication using Multi-purpose Interplanetary Relay Satellites and Linear-Circular Commutating Chain Topology. 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. 2011. <https://doi.org/10.2514/6.2011-330>.
 15. *Wan P., Zhan Y.* A structured Solar System satellite relay constellation network topology design for Earth-Mars deep space communications // Int. J. Satell. Commun. Netw. 2019. V. 37. Iss. 3. P. 292–313. <https://doi.org/10.1002/sat.1287>
 16. *Bhasin K., Hayden J.L., Sands O.* Relay station based architectures and technology for space missions to the outer planets // 20th AIAA International Communication Satellite Systems Conference and Exhibit. 2002. <https://doi.org/10.2514/6.2002-2066>
 17. *Варгаузин В.А., Цикин И.А.* Методы повышения энергетической и спектральной эффективности цифровой радиосвязи. СПб.: БХВ-Петербург, 2013. 352 с. ISBN 978-5-9775-0878-0.
 18. *Modenini D., Locarini A., Valentini L. et al.* Two-Leg Deep-Space Relay Architectures: Performance, Challenges, and Perspectives // IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems. 2022. V. 58. Iss. 5. <https://doi.org/10.1109/TAES.2022.3178663>
 19. *Jiang Y., Li G., Zhang G. et al.* The Hierarchical-Cluster Topology Control Strategy of InterPlaNetary Internet Backbone based on Libration Points // Przegląd Elektrotechniczny (Electrical Review). ISSN 0033-2097. 2012. V. 88. Iss. 4.
 20. *Питьева Е.В. и др.* Эфемериды EPM2008. URL: <ftp://quasar.ipa.nw.ru/incoming/EPM/EPM2008>
 21. *Анишаков Г.П., Капитонов В.А., Кирилин А.Н. и др.* Ракета-носитель “Русь” — новые возможности знаменитой “семерки” // Полет. 2006. № 3. С. 3–8.
 22. *Асюшкин В.А., Викуленков В.П., Ишин С.В. и др.* Универсальный разгонный блок повышенной энерговооруженности “Фрегат-СБУ” // Вестник НПО имени С.А. Лавочкина. 2017. № 2. С. 147–156.
 23. *Асюшкин В.А., Викуленков В.П., Ишин С.В. и др.* Усовершенствованный разгонный блок типа “Фрегат” для перспективных ракет космического назначения среднего класса // Вестник НПО имени С.А. Лавочкина. 2018. № 2. С. 3–12.
 24. *Manzella D., Sarmiento Ch., Sankovic J. et al.* Performance Evaluation of the SPT-140. 25th International Electric Propulsion Conference sponsored by the Electric Rocket Propulsion Society. Cleveland, Ohio, USA. 1997. NASA TM-97-206301. IEPС-97-059. <https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19980016322/downloads/19980016322.pdf>
 25. *Константинов М.С., Петухов В.Г., Тейн М.* Оптимизация траекторий гелиоцентрических перелетов. М.: МАИ, 2015. 260 с.
 26. *Федотов Г.Г.* Об использовании возможностей комбинации большой и малой тяги при полетах к Марсу // Космические исследования. 2001. Т. 39. № 6. С. 613–621.
 27. *Федотов Г.Г.* Оптимизация перелетов между орбитами искусственных спутников двух планет при использовании комбинации большой и малой тяги // Космические исследования. 2002. Т. 40. № 6. С. 16–625.
 28. *Лебедев В.Н.* Расчет движения космического аппарата с малой тягой // Математические методы в динамике космических аппаратов. Вып. № 5. М.: Вычислительный центр АН СССР, 1968.

УДК 523.62-726

СУЩЕСТВЕННОСТЬ ВХОДНЫХ ПРИЗНАКОВ ДЛЯ ДОМЕННОЙ АДАПТАЦИИ ДАННЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

© 2023 г. Э. З. Каримов^{1,2,*}, И. Н. Мягкова², В. Р. Широкий², О. Г. Баринов², С. А. Доленко^{2,**}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*Karimov.ez19@physics.msu.ru

**Dolenko@srd.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 02.03.2023 г.

После доработки 18.04.2023 г.

Принята к публикации 20.04.2023 г.

Рассматривается задача улучшения нейросетевого прогноза геомагнитного *Dst*-индекса в условиях, когда входные данные для такого прогноза измеряются двумя космическими аппаратами (КА), один из которых близок к завершению жизненного цикла, а истории данных другого пока недостаточно для построения нейросетевого прогноза требуемого качества. Для эффективного перехода с данных одного КА на данные другого необходимо использовать методы доменной адаптации. В настоящей работе проверяются и сравниваются несколько методов перевода данных. Также для каждого переводимого признака найден оптимальный набор параметров для его перевода, что еще больше сокращает разницу между доменами. В работе показано, что использование методов доменной адаптации с отбором значимых признаков позволяет улучшить прогноз по сравнению с результатами использования непереведенных данных.

DOI: 10.31857/S0023420623600125, EDN: CBGXUK

ВВЕДЕНИЕ

С развитием высоких технологий, в том числе глобальной цифровой индустрии важность, а в некоторых случаях и необходимость надежного прогнозирования космической погоды, факторами которой выступают как геомагнитные возмущения, так и радиационные условия в околоземном космическом пространстве (ОКП), будет возрастать [1–6]. Это связано, прежде всего, с тем, что магнитные бури не только вызывают нарушения в работе радиосвязи, трубопроводов, линий электропередач и электрических сетей [7–9], но и очень существенно (хотя и косвенно) влияют на радиационные условия в ОКП. Это связано с тем, что после примерно половины магнитных бурь поток релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли (РПЗ) увеличивается на порядок и более [10–12]. Резкий рост потоков релятивистских и субрелятивистских электронов внешнего РПЗ представляет серьезной проблемой для космической отрасли, поскольку экстремальные потоки электронов могут привести к сбоям в электронных микросхемах находящихся на борту космических аппаратов устройств (например, [13, 14]), или даже полностью вывести микросхемы из строя. Поэтому в англоязычной литературе релятивистские электроны внешнего

РПЗ называют “электроны–убийцы” (англ. killer electrons) (например, [15]).

Задача доменной адаптации данных разных космических аппаратов (КА) возникает по следующей причине. При прогнозировании временных рядов (ВР) геомагнитных индексов мы пользуемся методами машинного обучения. Для правильного обучения моделей необходимы достаточно длинные стационарные (или хотя бы квазистационарные) ВР, по возможности полученные из одного источника.

Поскольку причиной, которая вызывает возмущения в магнитосфере Земли, в подавляющем большинстве случаев становятся потоки ионизированных частиц от Солнца — так называемый солнечный ветер (СВ) [16], источниками данных, используемых в качестве входных признаков прогностических моделей, выступают различные КА.

В случае возникновения технических неисправностей в аппаратуре КА, при деградации или при окончании срока службы этой аппаратуры, возникает необходимость перехода на данные других аналогичных КА, что, однако, влечет за собой некоторые трудности. Датчики, установленные на разных КА, могут иметь разную чувствительность и другие характеристики. Нахож-

дение КА в различных точках пространства также может влиять на результаты измерений (эта проблема исследовалась, например, в работе [17]). Различия в данных могут повлиять на качество прогноза, или вообще сделать его непригодным. Доменная адаптация данных представляет собой перевод (пересчет) данных из домена одного КА в домен другого, т.е. такое их целенаправленное изменение, которое по показаниям датчиков одного КА моделирует показания датчиков другого. Таким образом, могут быть совместно использованы результаты измерения одних и тех же физических величин, сделанные разными КА.

В настоящей работе рассматриваются некоторые методические аспекты процесса доменной адаптации и их влияние на результаты прогнозирования геомагнитного индекса *Dst*, при котором на разных участках ВР используются данные различных КА.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Состояние магнитосферы Земли и воздействие на нее со стороны Солнца определяются рядом показателей, основными из которых являются параметры СВ и межпланетного магнитного поля (ММП). Так как эти параметры взаимосвязаны, их значения могут принести дополнительную информацию и оказаться полезными при доменной адаптации данных КА.

Поскольку *Dst*-индекс определяется условиями в межпланетной среде [18], для перевода данных из одного домена в другой в настоящей работе используются следующие параметры с временным разрешением в один час, как это сделано в работах [19–21]:

- данные о величине ММП: покомпонентно (B_x , B_y , B_z) в системе *GSM* и $|B|$ (модуль ММП);
- данные о параметрах плазмы СВ: скорость СВ (SW_spd), плотность протонов (H_den);
- информация о часе суток и сутках года, представленная в виде значений синуса и косинуса с суточным и годовым периодом.

При этом учитываются не только значения параметров СВ и ММП в текущий момент времени, но и их предыстория.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для определения параметров ММП и СВ в настоящей работе используются данные с двух КА, которые находятся на так называемых гало-орбитах вокруг точки Лагранжа L_1 между Солнцем и Землей. Для основного прогноза *Dst*-индекса (<https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstidir/>) используются данные с КА *ACE* (англ. Advanced Composition Explorer) (<https://www.nasa.gov/ace/>). Он запущен в 1997 г. и данных с его приборов накоплено доста-

точно много (около 220 000 среднечасовых значений). Второй используемый КА — *DSCOVR* (англ. Deep Space Climate ObserVeR) (<https://solarsystem.nasa.gov/missions/DSCOVR/in-depth/>). Он запущен в 2015 г. Для проверки и обучения методов доменной адаптации будем использовать данные, полученные с этих двух спутников за их общий период работы объемом около 50 000 среднечасовых значений.

В 2026 г. КА *ACE* планируют снять с эксплуатации, а данных с КА *DSCOVR* пока недостаточно для построения качественной модели машинного обучения (например, нейронной сети) для прогнозирования геомагнитного индекса *Dst*, характеризующего возмущение магнитосферы Земли. Поэтому необходимо найти способ перевода данных из домена *DSCOVR* в домен *ACE*, так как изначально данные с двух КА отличаются друг от друга (рис. 1).

Отличия в измерениях спутников могут быть вызваны разными причинами: как отличием в работе детекторов этих КА, так и их различным местоположением. Однако в рамках рассматриваемой постановки задачи следует обратить внимание на следующие обстоятельства:

1. Временные ряды данных, получаемые с каждого из КА, можно в первом приближении считать квазистационарными — источником нарушения стационарности измеряемых данных представляется только постепенная деградация детекторов измерительной аппаратуры. Этот эффект сам по себе, по-видимому, нуждается в отдельном исследовании, которое, однако, лежит за пределами настоящей работы. Предварительное исследование показало, что его влияние оказывается существенно меньшим, чем изменение характеристик получаемых данных между разными фазами цикла солнечной активности (СА) или между разными циклами СА.

2. Характерный размер гало-орбит в окрестности точки Лагранжа L_1 , на которых обращаются оба КА (около $6 \cdot 10^5$ км), на порядки меньше расстояния от Земли до Солнца (около $1.5 \cdot 10^8$ км). То же можно сказать о расстоянии (различии в местоположении) между КА. Именно благодаря этому можно считать, что оба аппарата измеряют одни и те же величины. Подтверждением этого обстоятельства выступают высокие значения корреляции между значениями одних и тех же величин, измеряемых обоими КА, несмотря на различия в характеристиках аппаратуры (например, 0.975 для модуля вектора ММП и 0.956 для скорости СВ).

Таким образом, можно ставить вопрос о различиях между парами квазистационарных ВР, описывающих один и тот же объект, и об отображении данных одного из рядов пары (ВР измерений КА *DSCOVR*) на данные другого ряда (ВР измерений КА *ACE*). При этом будут учитываться

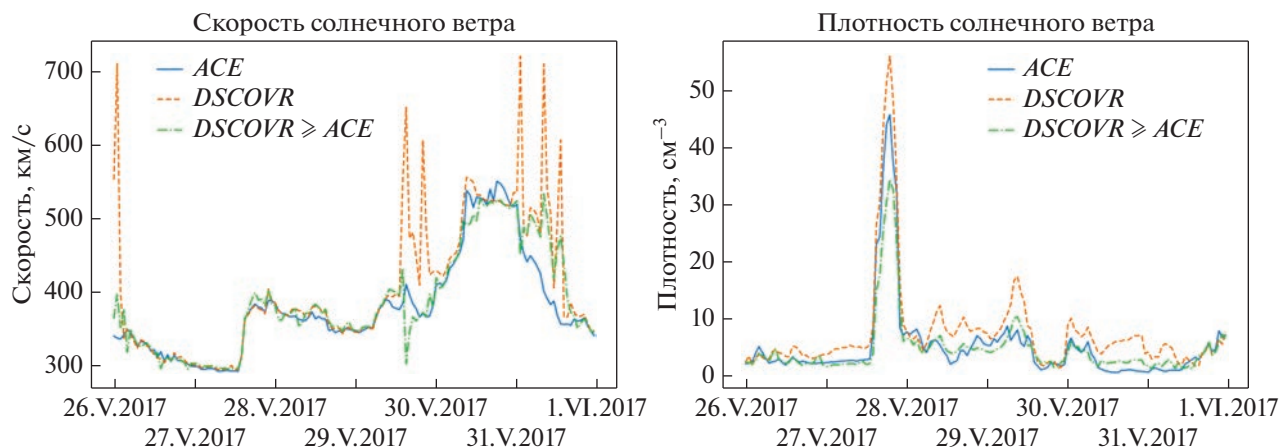


Рис. 1. Различия данных КА ACE и DSCOVR.

как отличия между свойствами измерительных приборов, так и различия в местоположении КА.

ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Учет предыстории параметров кратно увеличивает размерность входных данных, что делает актуальным рассмотрение методов ее понижения. В настоящей работе используются следующие методы:

- Для различных физических величин “глубина памяти” описывающего их ВР различна. Оценить ее можно по значению автокорреляционной функции, как правило, монотонно убывающей с увеличением задержки.
- Для каждого параметра подберем оптимальный набор входных признаков для его доменной адаптации.

Для всех ВР проводится линейная интерполяция пропусков длительностью до 12 отсутствующих часовых значений подряд. Пропуски большей длины удаляются. Также будем использовать так называемое погружение (топологическое вложение) ВР, смысл которого — включение информации о нескольких предыдущих значениях каждой компоненты ВР в каждый пример. Необходимую глубину погружения для каждого параметра будем находить с учетом значения автокорреляционной функции. Для каждого параметра станем использовать его предыдущие значения только для тех величин задержки, для которых автокорреляционная функция выше, чем e^{-1} (рис. 2).

Глубина погружения для каждого из параметров при этом составляет: B_x — 21 ч, B_y — 11 ч, B_z — 3 ч, $|B|$ — 14 ч, H_den — 10 ч, SW_spd — 55 ч. Для скорости СВ вместо всей предыстории в 55 ч оставим только те значения задержки, которые совпадают с числами Фибоначчи (1, 2, 3, 5, 8, 13, 21, 34, 55 ч).

МЕТОДЫ

Осуществлялось преобразование данных из домена DSCOVR в домен ACE.

Для выполнения преобразований использовались следующие алгоритмы: нейронная сеть (многослойный перцептрон — МСП, *англ.* multi-layered perceptron — MLP) и линейная регрессия (ЛР, *англ.* linear regression — LR) двух видов (поиск весовых коэффициентов происходит методами линейной алгебры или с помощью градиентного спуска). Параметры перцептрона: 10 нейронов в единственном скрытом слое, функция активации — Relu в скрытом слое и линейная в выходном слое, размер мини-пакета (батча) — 100, алгоритм обучения — стохастический градиентный спуск (*англ.* Stochastic gradient descent — SGD).

Для перевода данных из одного домена в другой применялись три способа отображения данных. Первый способ можно назвать “один в одного”, когда единственный преобразуемый параметр переводится в соответствующий параметр другого домена. Второй — “все в одного”, когда для получения значения искомого параметра в новом домене на вход преобразующего алгоритма подаются значения всех используемых параметров в исходном домене. Третий — для каждого искомого параметра находится оптимальный набор входных параметров, позволяющий осуществить наиболее эффективное преобразование между доменами.

КРИТЕРИИ ОЦЕНКИ

Для сравнения результатов преобразования будем использовать среднеквадратичное отклонение (СКО):

$$S = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - x_i^{\text{ист}})^2},$$

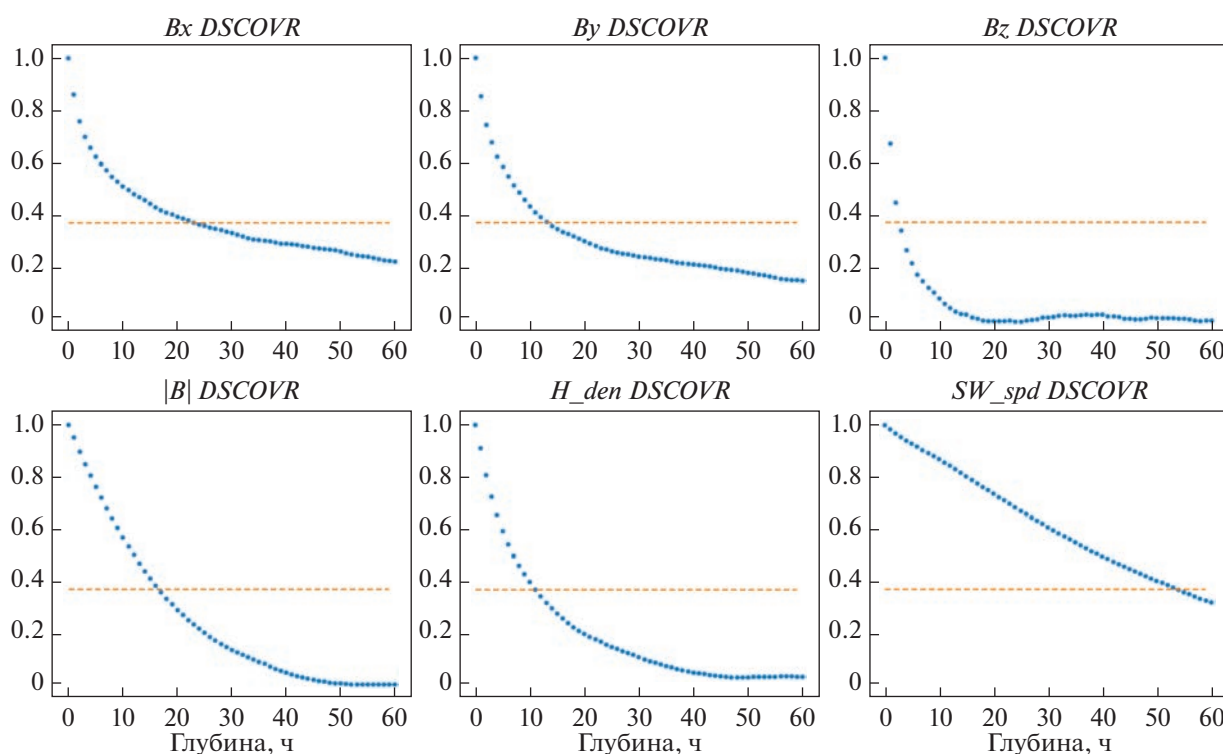


Рис. 2. Зависимость автокорреляционной функции от величины задержки (глубины) для каждого из рассматриваемых параметров. Пунктиром обозначен уровень существенности, равный e^{-1} .

где x_i — результат преобразования примера с номером i ; $x_i^{\text{ист}}$ — “истинное” измеренное значение примера с номером i в целевом домене.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Данные делились в соотношении 85 : 15 на тренировочный и тестовый набор, соответственно. Тренировочный набор использовался для обучения алгоритма преобразования, а тестовый — для оценки результата на независимых данных.

На рис. 3 представлены результаты преобразования каждого параметра из домена *DSCOV* в домен *ACE* с помощью МСП (MLP) и двух видов ЛР (LR) (LR_lin_alg и LR_sgd). Планки погрешностей для LR_sgd и MLP получены как стандартное отклонение значений СКО по пяти запускам алгоритма с одинаковыми параметрами и разными случайными инициализациями. Решение, получаемое для ЛР методами линейной алгебры, определяется однозначно, поэтому планки погрешностей для LR_lin_alg отсутствуют. Справа на каждой диаграмме показано среднеквадратичное отклонение между данными в разных доменах до преобразования.

Видно, что для всех переменных по меньшей мере один из методов преобразования позволяет уменьшить отличия между данными, полученными

с двух КА. Наибольший эффект достигнут для плотности СВ, для которой СКО удалось уменьшить почти в три раза. При этом эффект при переходе от линейного алгоритма преобразования (ЛР) к нелинейному (МСП) достигнут для плотности и (в меньшей степени) для скорости СВ, что, по-видимому, определяется нелинейным характером различий в результатах измерения детекторами, установленными на разных КА. То же касается выигрыша при переходе от метода “один в одного” к методу “все в одного” — он наблюдается для параметров СВ. Картина, наблюдаемая для компонент и модуля ММП — обратная: за единственным исключением, оптимальным оказывается применение ЛР в рамках метода “один в одного”.

Еще один вывод заключается в том, что применение оптимизационного подхода для получения коэффициентов ЛР оказалось неоправданным: во всех случаях решения, полученные методами линейной алгебры, оказались сопоставимы с решениями, полученными градиентным спуском. Учитывая небольшое количество регрессионных коэффициентов (от 2 до 7), это было вполне ожидаемо.

Также полным перебором комбинаций физических величин были получены оптимальные наборы входных параметров для каждого из преобразуемых признаков для обоих алгоритмов

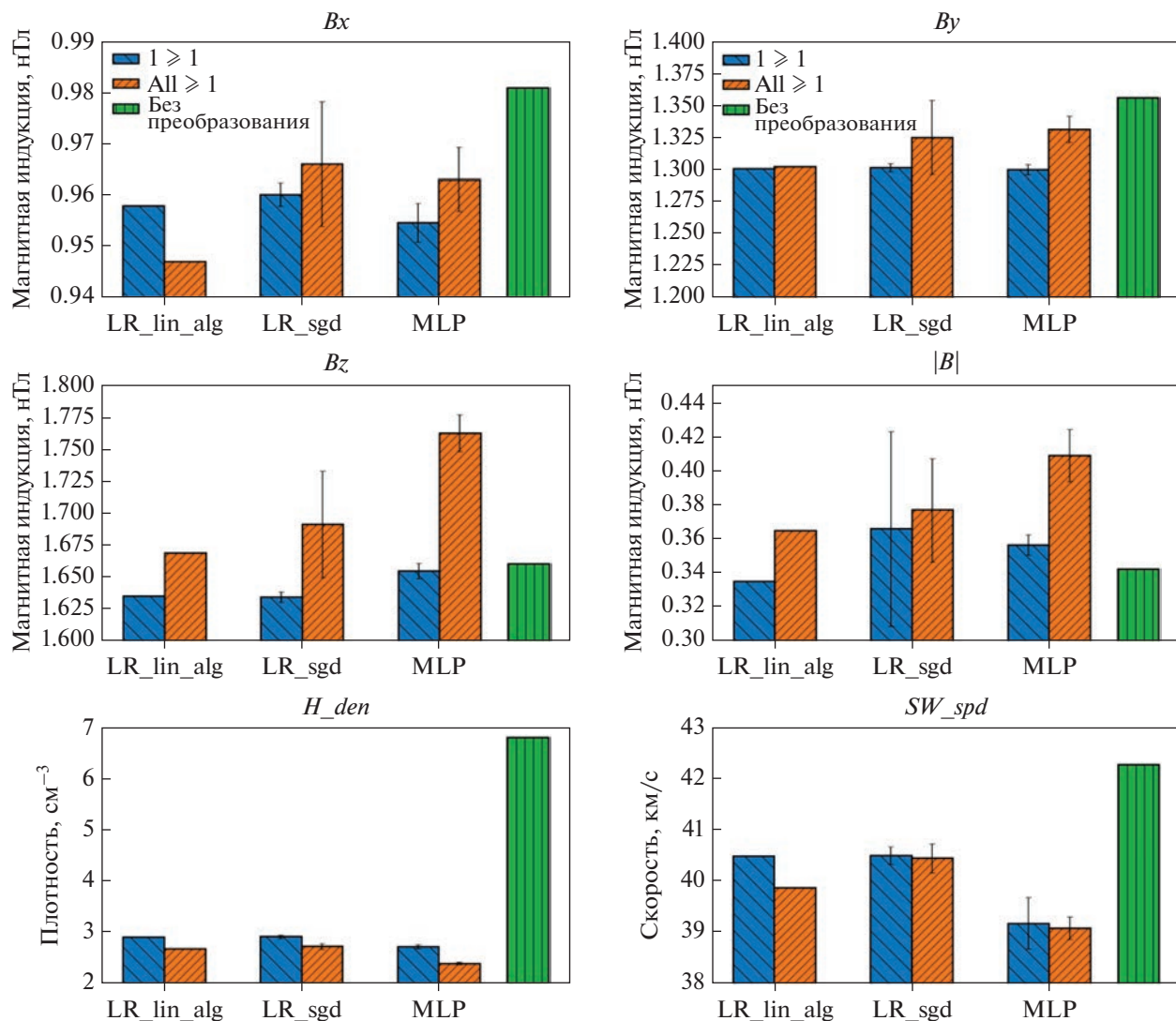


Рис. 3. Результат перевода данных из домена *DSCOVR* в домен *ACE*: среднеквадратичное отклонение (СКО) пересчитанных значений от значений в целевом домене. Справа показано СКО исходных данных в двух доменах.

отображения (ЛР/МСП). Существенными оказались следующие признаки:

- для B_x : B_x , B_y , $|B|$, SW_{spd} (ЛР)/ B_x , $|B|$ (МСП);
- для B_y : B_y , $|B|$, H_{den} , SW_{spd} (ЛР)/ B_y , B_z , SW_{spd} (МСП);
- для B_z : только B_z для обоих алгоритмов преобразования;
- для $|B|$: только $|B|$ для ЛР/ B_y , B_z , $|B|$, H_{den} (МСП);
- для H_{den} : $|B|$, H_{den} , SW_{spd} (ЛР)/ H_{den} , SW_{spd} (МСП);
- для SW_{spd} : B_z , $|B|$, H_{den} , SW_{spd} (ЛР)/ H_{den} , SW_{spd} (МСП).

Подчеркнем, что существенность тех или иных входных признаков для оптимального осуществления преобразования не означает их влияния на

преобразуемые признаки, а лишь отражает наличие корреляционной взаимосвязи между ними.

С использованием отобранных наборов признаков был реализован третий подход — промежуточный между “один в одного” и “все в одного”. Сравнение результатов, полученных в рамках этого подхода с помощью ЛР и с помощью МСП, с наилучшими из результатов, полученных в рамках первых двух подходов и представленных на рис. 3, приведено на рис. 4.

Результаты расчетов показывают, что отбор значимых признаков еще больше сокращает различия между данными в разных доменах. В случаях, где отклонение не изменяется относительно предыдущего оптимального метода (B_z и $|B|$), наилучшим предыдущим методом представляется ЛР в рамках подхода “один в одного”, а отбор при-

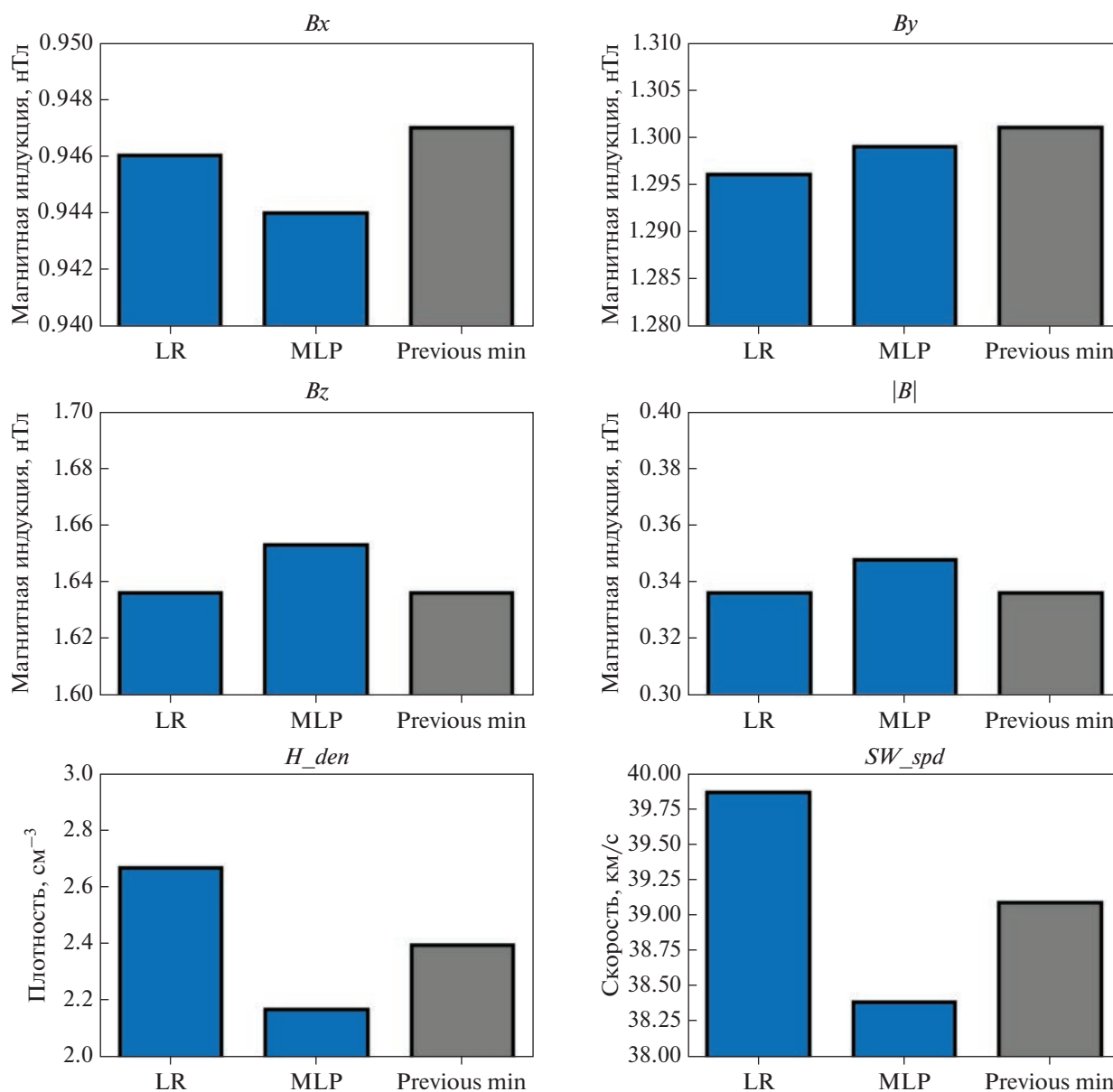


Рис. 4. Результат отбора признаков.

знаков обнаруживает эту ситуацию. Это означает, что для B_z и $|B|$ наиболее эффективным способом перевода становится простейшее линейное преобразование: изменение масштабного коэффициента со смещением. При этом МСП снова показал наилучшие результаты для параметров СВ, требующих более сложного нелинейного преобразования.

Для проверки эффективности применения доменной адаптации было осуществлено преобразование всего тестового набора в домен ACE, причем каждый параметр был преобразован оптимальным для него методом. Далее к преобразованному массиву данных применялась обработка нейронными сетями (МСП), которые прогнози-

ровали значение Dst -индекса на час вперед (пять сетей с идентичными параметрами, отличающиеся инициализацией весов). Данные сети были обучены на полном массиве данных с КА ACE (использовались все имеющиеся данные с октября 1997 г., кроме данных, вошедших в тестовый набор). Параметры сети: 20 нейронов в единственном скрытом слое, логистическая функция активации в скрытом слое, линейная в выходном слое, размер мини-пакета (батча) — 300, алгоритм обучения — стохастический градиентный спуск (SGD).

На рис. 5 приведены сравнительные результаты прогноза индекса Dst на один час вперед на трех аналогичных тестовых наборах, в которые

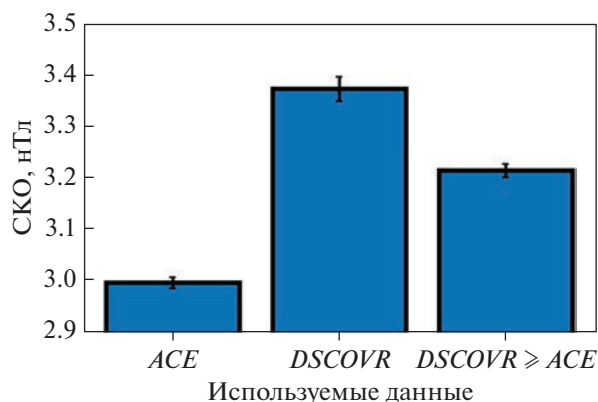


Рис. 5. Результат прогноза *Dst*-индекса.

вошли данные за одни и те же моменты времени, но полученные разными способами: непреобразованные данные с космических аппаратов *ACE* и *DSCOVR*, а также данные, полученные путем адаптации из домена *DSCOVR* в домен *ACE* оптимальным методом для каждого признака, как было описано выше. Видно, что использование сетей, натренированных на данных из домена *ACE*, дает меньшее значение погрешности прогнозирования при применении к данным из того же домена. При применении тех же сетей к данным из домена *DSCOVR* происходит ожидаемое повышение погрешности примерно на 12%. Если же применить те же сети к тем же данным, однако преобразованным в домен *ACE* описанными выше методами, повышение погрешности прогнозирования относительно исходной составляет не более 7%.

ВЫВОДЫ

Использование методов доменной адаптации в сочетании с отбором оптимального набора входных признаков для преобразования данных из одного домена в другой позволяет в значительной мере (более чем в полтора раза) скомпенсировать снижение качества прогнозирования *Dst*-индекса, возникающее при применении нейронных сетей, обученных на длинном массиве данных с КА *ACE*, к данным (значениям параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля), измеренным на КА *DSCOVR*.

Оптимальные алгоритмы преобразования и оптимальные наборы входных признаков для преобразования зависят от конкретных физических величин и различия приборов, с помощью которых они измеряются на разных КА. Так, в рассмотренном в настоящей работе случае для модуля и z -компоненты межпланетного магнитного поля оказывается достаточно простого линейного преобразования: изменения масштаба со смещением без учета значений других парамет-

ров. Для скорости и плотности солнечного ветра для эффективного преобразования необходим нелинейный алгоритм (многослойный персептрон) и учет значений других параметров (физических величин).

Таким образом, проблема перевода систем прогнозирования с данных одного КА на данные другого КА, измеряющего те же величины, может быть частично решена преобразованием данных из домена “нового” КА в домен “старого”. Эффективность такого преобразования будет возрастать при увеличении длины массивов данных, для которых доступны результаты параллельных измерений на обоих КА.

После прекращения поступления данных со “старого” КА необходимо периодически сравнивать эффективность работы на новых данных для прогнозов нейросетей, обученных на данных “старого” КА (этих данных больше, но это данные из другого домена) и на данных “нового” КА (количество которых будет постоянно увеличиваться). По мере накопления данных с “нового” КА качество прогноза системы прогнозирования, натренированной на этих данных, будет улучшаться, что позволит в конечном итоге полностью перевести работу систем прогнозирования (как применение, так и обучение) на данные “нового” КА.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Daglis I.A.* Space Storms and Space Weather Hazards. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2001.
2. *Cole D.G.* Space weather: Its effects and predictability // *Space Science Reviews*. 2003. V. 107. P. 295–302. <https://doi.org/10.1023/A:1025500513499>
3. *Vassiliadis D.* Forecasting space weather // *Space Weather: Physics and Effects*. Berlin; Heidelberg: Springer Praxis Books, 2007. P. 403–425. https://doi.org/10.1007/978-3-540-34578-7_14
4. *Kudela K.* Space weather near Earth and energetic particles: selected results // *J. Physics: Conf. Series*. 2013. V. 409. Iss. 1. Art. ID. 012017. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/409/1/012017>
5. *Schrijver C.J., Kauristie K., Aylward A.D. et al.* Understanding space weather to shield society: A global road map for 2015–2025 commissioned by COSPAR and ILWS // *Advances in Space Research*. 2015. V. 55. Iss. 12. P. 2745–2807. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.03.023>
6. *McGranaghan R.M., Camporeale E., Georgoulis M. et al.* Space Weather research in the Digital Age and across the full data lifecycle: Introduction to the Topical Issue // *J. Space Weather and Space Climate*. 2021. V. 11. Art. ID. 50. <https://doi.org/10.1051/swsc/2021037>
7. *Лазутин Л.Л.* Мировые и полярные магнитные бури / Под ред. проф. Ю.И. Логачева. М.: МГУ, 2012. 214 с.
8. *Qiu Q., Fleeman J.A., Ball D.R.* Geomagnetic disturbance: A comprehensive approach by American electric

- power to address the impacts / IEEE Electrification Magazine. 2015. V. 3. Iss. 4. P. 22–33.
<https://doi.org/10.1109/MELE.2015.2480615>
9. *Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Сахаров Я.А. и др.* Рост геомагнитно-индуцированных токов во время корональных выбросов массы и высокоскоростных потоков солнечного ветра геомагнитных бурь в 2021 году // Изв. РАН. Сер. Физическая. 2023. Т. 87. № 2. С. 271–277. , EDN: AITPFO
<https://doi.org/10.31857/S0367676522700478>
 10. *Friedel R.H., Reeves W.G.P., Obara T.* Relativistic electron dynamics in the inner magnetosphere: A review // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2002. V. 64. Iss. 2. P. 265–283.
[https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(01\)00088-8](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(01)00088-8)
 11. *Kataoka R., Miyoshi Y.* Average profiles of the solar wind and outer radiation belt during the extreme flux enhancement of relativistic electrons at geosynchronous orbit // Annales Geophysicae. 2008. V. 26. Iss. 6. P. 1335–1339.
<https://doi.org/10.5194/angeo-26-1335-2008>
 12. *Мягкова И.Н., Шугай Ю.С., Веселовский И.С. и др.* Сравнительный анализ влияния рекуррентных высокоскоростных потоков солнечного ветра на радиационное состояние околоземного космического пространства в апреле–июле 2010 года // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. № 2. С. 141–155.
<https://doi.org/10.7868/S0320930X13020060>
 13. *Белов А.В., Виллорези Дж., Дорман Л.И. и др.* Влияние космической среды на функционирование искусственных спутников Земли // Геомагнетизм и аэронавигация. 2004. Т. 44. № 4. С. 502–510.
 14. *Романова Н.В., Пилипенко В.А., Ягова Н.В. и др.* Статистическая связь частоты сбоев на геостационарных спутниках с потоками энергичных электронов и протонов // Косм. исслед. 2005. Т. 43. № 3. С. 186–193.
 15. *Summers D., Stone S.* Analysis of radiation belt “killer” electron energy spectra // J. Geophysical Research: Space Physics. 2022. V. 127. Iss. 9. Art. ID. e2022JA030698.
<https://doi.org/10.1029/2022JA030698>
 16. *Akasofu S.-I., Chapman S.* Solar-Terrestrial Physics. Oxford: Clarendon Press, 1972. 901 p.
 17. *Riazantseva M.O., Dalin P.A., Dmitriev A.V. et al.* A multifactor analysis of parameters controlling solar wind ion flux correlations using an artificial neural network technique // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2002. V. 64. Iss. 5–6. P. 657–660.
[https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(02\)00026-3](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(02)00026-3)
 18. *Burton R.K., McPherron R.L., Russell C.T.* An empirical relationship between interplanetary conditions and *Dst* // J. Geophysical Research. 1975. V. 80. P. 4204–4214.
 19. *Ефимов А.О., Мягкова И.Н., Широкий В.Р. и др.* Прогнозирование *Dst*-индекса, основанное на методах машинного обучения // Косм. исслед. 2018. Т. 56. № 6. С. 353–364.
<https://doi.org/10.31857/S002342060002493-0>
 20. *Мягкова И.Н., Широкий В.Р., Владимиров Р.Д. и др.* Прогнозирование значений геомагнитного индекса *Dst* при помощи адаптивных методов // Метеорология и гидрология. 2021. № 3. С. 38–46.
<https://doi.org/10.52002/0130-2906-2021-3-38-46>
 21. *Myagkova I., Shiroky V., Dolenko S.* Prediction of geomagnetic indexes with the help of artificial neural networks // E3S Web of Conferences. 2017. V. 20. Art. ID. 02011. 7 p.
<https://doi.org/10.1051/e3sconf/20172002011>

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ ЗА 2023 г.

DOI: 10.31857/S0023420623700206, EDN: CHKSWG

Амелькин Н.И. Эволюция вращательного движения планеты Земля под влиянием внутренних диссипативных сил № 6. С. 486.

Антонов Ю.А., Захаров В.И., Сухарева Н.А. Энтропийные функционалы и информация различия временных рядов спутникового мониторинга № 6. С. 498.

Арутюнян С.Н., Кодуков А.В., Субботин М.О., Павлов Д.А. Прототип службы прогноза спокойного солнечного ветра на основе МГД-моделирования и граничных условий модели WSA № 6. С. 447.

Ахметжанов Р.В., Богатый А.В., Богачев Е.А., Гордеев С.В., Елаков А.Б., Каширин Д.А., Перминова Ю.С., Попов Г.А., Черкасова М.В. Исследовательские испытания ионного двигателя с электродами ионно-оптической системы, изготовленными из углерод-углеродного композиционного материала на основе нетканого углеродного каркаса № 5. С. 439.

Белоконов И.В., Журавлев В.М., Морозов В.М. Оценка пространственно-временного спектра волн на основе циркулярных измерительных решеток № 2. С. 103.

Богатый А.В., Дьяконов Г.А., Любинская Н.В., Муратаева Д.А., Попов Г.А., Семенихин С.А. Проблема оптимальной энергии разряда в абляционном импульсном плазменном двигателе № 5. С. 400.

Богод В.М., Лебедев М.К., Овчинникова Н.Е., Рипак А.М., Стороженко А.А. Спектрорадиометрия солнечной короны на РАТАН-600 № 1. С. 31.

Горяев Ф.Ф., Слемзин В.А., Родькин Д.Г., Шугай Ю.С. Ионный состав железа в потоках солнечного ветра в короне Солнца и гелиосфере № 1. С. 10.

Григорьева И.Ю., Струминский А.Б., Логачев Ю.И., Садовский А.М. Корональное распространение солнечных протонов во время и после их стохастического ускорения № 3. С. 230.

Губенко В.Н., Андреев В.Е., Кириллович И.А., Губенко Т.В., Павельев А.А., Губенко Д.В. Определение эффективной частоты столкновения электронов в области E и D ионосферы высоких широт по данным анализа радиозатменных измерений № 6. С. 454.

Гусева С.А., Шрамко А.Д. Исследование зеленой корональной линии с высотой по внезатменным наблюдениям за 24-й цикл солнечной активности № 2. С. 124.

Данилова О.А., Птицына Н.Г., Тясто М.И., Сдобнов В.Е. Взаимосвязь параметров магнитосферы с жесткостью обрезания космических лучей в зависимости от широты № 1. С. 21.

Дидык П.И., Жуков А.А. Радиационная стойкость микроэлектронных приборов при совместном воздействии дестабилизирующих факторов космического пространства на этапе конструирования № 3. С. 242.

Домрин В.И., Малова Х.В., Попов В.Ю., Григоренко Е.Е., Зеленый Л.М. Влияние ионов кислорода на формирование тонкого токового слоя геомагнитного хвоста № 3. С. 215.

Забаринская Л.П., Ишков В.Н., Сергеева Н.А. Каталог геоэффективных вспышечных событий текущего 25-го солнечного цикла в современном представлении № 6. С. 461.

Зельдович М.А., Логачев Ю.И. Энергетические спектры надтепловых ионов ^3He , ^4He , C , O и Fe на 1 а.е. в потоках частиц из корональных дыр в 23 и 24 циклах солнечной активности № 1. С. 3.

Иванюхин А.В., Ивашкин В.В., Петухов В.Г., Юн С.У. Проектирование низкоэнергетических перелетов к Луне с малой тягой на траектории временного захвата № 5. С. 368.

Игнатов А.И., Иванов Г.А., Коломиец Е.С., Мартыненко Е.В. Реализация режима солнечной ориентации космического аппарата с помощью системы двигателей-маховиков № 2. С. 143.

Ишков С.А., Филиппов Г.А. Исследование оптимальных программ управления относительным движением космического аппарата с ограниченной тягой № 3. С. 248.

Калишин А.С., Благовещенская Н.Ф., Борисова Т.Д., Егоров И.М., Загорский Г.А., Ковалев А.С. Характеристики узкополосного искусственного радиоизлучения ионосферы в зависимости от

эффективной мощности излучения нагревного стенда EISCAT/Heating № 6. С. 476.

Каримов Э.З., Мягкова И.Н., Широкий В.Р., Баринов О.Г., Доленко С.А. Существенность входных признаков для доменной адаптации данных космических аппаратов № 6. С. 530.

Козелов Б.В. Пространственно-временные структуры в овале полярных сияний: подходы к моделированию № 3. С. 179.

Константинов М.С. Оптимизация маневра обеспечения большой скорости входа космического аппарата в атмосферу № 5. С. 355.

Константинов М.С. Оптимизация маневра перевода космического аппарата из одной точки эллиптической орбиты в другую точку той же орбиты № 5. С. 420.

Красильщиков М.Н., Кружков Д.М., Мартынов Е.А. Прогнозирование параметров вращения Земли в задачах навигации с учетом феномена эволюции неравномерности вращения Земли № 4. С. 322.

Курбасова Г.С., Вольвач А.Е., Вольвач Л.Н. Временные ряды космических наблюдений: анализ локальных метеорологических и солнечных серий № 4. С. 285.

Лавровский Э.К. О точках либрации в системе астероид—исследовательский зонд № 4. С. 302.

Левашов Н.Н., Попов В.Ю., Малова Х.В., Зеленый Л.М. Моделирование мультифрактального турбулентного электромагнитного поля в космической плазме № 2. С. 116.

Лишнеvский А.Э., Шураков В.А., Карташов Д.А. Предварительные результаты обработки данных дозиметра “ТРИТЕЛЬ” в составе космического эксперимента “Матрешка-Р” на борту российского сегмента Международной космической станции № 1. С. 78.

Лукьянова Р.Ю. Влияние продольных токов на электронную концентрацию в ионосфере: сопряженные наблюдения спутников *SWARM* и радара ESR № 6. С. 466.

Маров М.Я. Исследования Луны автоматическими космическими аппаратами № 1. С. 52.

Мизонова В.Г., Беспалов П.А. Влияние малых вариаций концентрации плазмы на условия распространения электромагнитных волн свистового диапазона сквозь утреннюю ионосферу № 2. С. 91.

Митрикас В.Г. Радиационный аспект двух вариантов наклона орбиты Российской орбитальной служебной станции № 2. С. 157.

Насенник В.Г. О лазерной локации луноходов № 3. С. 258.

Неvский Д.В., Лаврухин А.С., Алексеев И.И. Автоматическое определение положения головной ударной волны и магнитопаузы магнитосферы Меркурия по данным магнитометра космического аппарата MESSENGER № 3. С. 189.

Петрукович А.А., Евдокимова М.А., Апатенков С.В. Оценки параметров западного аврорального электроджета во время сильных суббурь № 4. С. 267.

Петухов В.Г., Юн С.У. Оптимизация гелиоцентрических траекторий с малой тягой между коллинеарными точками либрации различных планет № 5. С. 406.

Плохих А.П., Важенин Н.А. Статистические характеристики излучения стационарных плазменных двигателей при работе на различных рабочих телах № 5. С. 360.

Плохих А.П., Важенин Н.А., Меркурьев Д.В. Влияние рабочих веществ на электромагнитную обстановку, создаваемую стационарными плазменными двигателями № 5. С. 393.

Плохих А.П., Синицын А.А. Исследование возможности использования сопровождающих КА-ретрансляторов в задачах обеспечения связи с КА дальнего космоса № 6. С. 520.

Рожков М.А., Старинова О.Л. Оптимизация управления солнечным парусом при движении аппарата по циклическим гелиоцентрическим траекториям № 6. С. 510.

Ролдугин Д.С. Устойчивость стабилизации космического аппарата в направлении Солнца магнитными исполнительными органами на солнечно-синхронной орбите № 2. С. 134.

Смирнова Н.Ф., Станев Г. Оценка плотности электронов в ближней 3–4RE магнитосфере на основе измерения потенциала спутника Интербол-2 № 3. С. 202.

Степанов А.Е., Халипов В.Л., Кобякова С.Е., Данилов С.И. Одновременные наземные и спутниковые измерения поляризованного джета на меридиане станции Якутск № 4. С. 277.

Томилина Т.М., Ким А.А., Лисов Д.И., Лысенко А.М. Эксперимент “Лунный Принтер” по лазерному сплавлению лунного реголита в космическом проекте “Луна-Грунт” № 4. С. 311.

Филатьев А.С., Янова О.В. Оптимальное управление вектором тяги воздушного электро-

реактивного двигателя для наискорейшего изменения высоты апогея орбиты с ультранизким перигеем № 2. С. 163.

Чернов К.С., Иванов Д.С. Исследование движения группы из четырех связанных космических аппаратов под управлением с использованием сил Лоренца № 4. С. 339.

Чиров А.А., Белякова Н.Г. Влияние продуктов выделения из конструкционных материалов космических аппаратов на оптические характеристики терморегулирующих покрытий космических аппаратов № 4. С. 332.

Чжоу Жуи Метод расчета траектории одноимпульсного перелета к гало-орбите вокруг точки либрации L2 системы Земля–Луна № 5. С. 382.

Шевелева Д.А., Апатенков С.В., Сахаров Я.А., Селиванов В.Н., Гордеев Е.И. Характеристики солнечного ветра и геомагнитных условий при экстремальных ГИТ на станции Выходной (2012–2018) № 1. С. 39.

Янке В.Г., Белов А.В., Гущина Р.Т., Кобелев П.Г., Трефилова Л.А. Об остаточной модуляции галактических космических лучей в гелиосфере № 1. С. 43.