

СОДЕРЖАНИЕ

Том 60, номер 6, 2022

Мониторинг радиационного состояния околоземного пространства на спутнике <i>Арктика-М № 1</i> <i>В. И. Оседло, В. В. Калезаев, И. А. Рубинштейн, В. И. Тулупов, А. А. Шемухин, Н. Н. Павлов, О. И. Абанин, И. А. Золотарев, В. О. Баринава, В. В. Богомолов, Н. А. Власова, И. Н. Мягова, Е. А. Гинзбург</i>	439
Сравнительный анализ квазипериодических процессов в магнитосферном токовом слое и в токовых слоях солнечной короны <i>И. В. Зимовец, А. С. Лукин, А. В. Артемьев</i>	454
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. <i>В. Н. Губенко, В. Е. Андреев, И. А. Кириллович, Т. В. Губенко, А. А. Павельев, Д. В. Губенко</i>	471
Вариации космических лучей в 2021 г. по данным наблюдений экспериментального комплекса Евразийского национального университета <i>А. К. Морзабаев, В. С. Махматов, Е. А. Тулеков, В. И. Ерхов, М. В. Филиппов</i>	479
Среднемасштабные изменения содержания гелия внутри корональных выбросов массы <i>А. А. Хохлачев, М. О. Рязанцева, Ю. И. Ермолаев, Л. С. Рахманова, И. Г. Лодкина</i>	486
Использование электронной трехмерной модели космического корабля для оценки защищенности от ионизирующего излучения <i>Д. А. Карташов, А. Э. Лишневский, В. А. Шушаков</i>	496
Моделирование метода автономной навигации для определения орбиты и ориентации космических аппаратов по виртуальным измерениям зенитных расстояний звезд <i>В. И. Кузнецов, С. Д. Калашников, А. Н. Наговицына</i>	504
Эксперимент “МРТ” на космическом аппарате <i>ФОТОН-М № 4</i> <i>В. И. Абрашкин, Ю. Н. Горелов, Л. В. Курганская, А. В. Щербак</i>	512
Траектории перелета к Луне с минимальной тягой <i>А. В. Ивановин, В. Г. Петухов, Юн Сон Ук</i>	517
Авторский указатель за 2022 г.	528

УДК 524.1-52:523.9550.385

МОНИТОРИНГ РАДИАЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО ПРОСТРАНСТВА НА СПУТНИКЕ *АРКТИКА-М № 1*

© 2022 г. В. И. Оседло¹, В. В. Калегаев^{1,2}, И. А. Рубинштейн¹, В. И. Тулупов¹, А. А. Шемухин¹,
Н. Н. Павлов¹, О. И. Абанин¹, И. А. Золотарев¹, В. О. Барина¹, В. В. Богомолов¹,
Н. А. Власова^{1, *}, И. Н. Мягкова¹, Е. А. Гинзбург³

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

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

³Институт прикладной геофизики им. академика Е.К. Федорова, Москва, Россия
*nav19iv@gmail.com

Поступила в редакцию 07.03.2022 г.

После доработки 25.05.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

Рассматриваются первые результаты по мониторингу радиационного состояния околоземного космического пространства на космическом аппарате *Арктика-М № 1*, расположенном на высокоапогейной орбите типа *Молния*. Приводятся характеристики приборов гелиогеофизического аппаратного комплекса – ГГЭК-ВЭ. Представлены результаты сравнительного анализа экспериментальных и модельных распределений потоков энергичных частиц радиационных поясов Земли на орбите *Арктика-М № 1*, а также исследования некоторых особенностей динамики внешнего электронного радиационного пояса в 2021 и 2022 гг. и солнечного протонного события 28.X.2021 по экспериментальным данным с космических аппаратов *Арктика-М № 1*, *Метеор-М № 2* и *Электро-Л № 2*.

DOI: 10.31857/S0023420622060085

ВВЕДЕНИЕ

Солнечно-земные связи – одно из фундаментальных понятий космической физики, описывающее механизмы воздействия солнечной активности на состояние околоземного космического пространства. Важность этого научного направления связана с развитием практической космической деятельности: для сохранения работоспособности электронной бортовой аппаратуры требуется предусмотреть возможные изменения физических условий (“космической погоды”) на орбитах КА. После запуска первых космических аппаратов стало ясно, что космическая среда оказывает целый ряд нежелательных и часто опасных воздействий на технику и экипажи космических миссий (например, [1–4]). Основными поражающими факторами являются энергичные солнечные частицы и частицы радиационных поясов Земли и космическая плазма. Достоверная информация о потоках заряженных частиц этих поясов может предотвратить опасные воздействия космической погоды на электронную аппаратуру КА. Наиболее эффективным средством для оценки степени радиационной опасности, а также для прогноза космической погоды является мониторинг факторов космического простран-

ства на искусственных спутниках Земли. Уже на первых спутниках в Советском Союзе и в США была установлена научная аппаратура для исследования заряженных частиц. В результате были открыты радиационные пояса Земли [5–7]. Особый интерес представляет внешний электронный радиационный пояс, впервые зарегистрированный в эксперименте на ИСЗ *Спутник-2*, проведенном коллективом сотрудников НИИЯФ МГУ под руководством С.Н. Вернова в ноябре 1957 г. [8]. В 1964 г. были запущены четыре советских ИСЗ серии *Электрон*. Цель серии – исследование радиационных поясов Земли и связанных с ними физических явлений. Орбиты были высокоэллиптическими, так что спутники могли исследовать радиационные пояса на всем их протяжении. Исследования на спутниках *Электрон* показали высокую изменчивость электронного радиационного пояса и относительную стабильность протонного (например, [9]). На основании полученных данных были созданы первые модели космической радиации, позволяющие оценивать радиационную опасность при полетах космических аппаратов и разрабатывать меры радиационной защиты. Модели вошли в первое и последующие издания сборника “Модель космоса”, издаваемые

в НИИЯФ МГУ (например, [10]). Данные спутников *Электрон* послужили важным экспериментальным подтверждением модели радиальной диффузии частиц радиационных поясов Земли под действием флуктуаций магнитного поля [11]. Спутники серии *Молния* в 70-х гг. 20 в. предоставили новые возможности в изучении структуры и динамики радиационных поясов не только электронов и протонов, но и более тяжелых ионов [12]. Эксперименты на спутниках серии *Молния* были началом создания в НИИЯФ МГУ системы глобального радиационного мониторинга околоземного пространства, которая в дальнейшем получила развитие с использованием и других спутников: *ГЛОНАСС*, *Космос*, *Горизонт* и другие (например, [13–15]). С целью создания системы мониторинга загрязнения геофизических сред радиоактивными продуктами в 1956 г. был создан Институт Прикладной Геофизики (ИПГ). ИПГ осуществляет постоянное радиационное обеспечение космических полетов и предоставляет обширную информацию о космической погоде (<http://ipg.geospace.ru>).

Созданные модельные представления по потокам частиц радиационных поясов Земли не всегда позволяют адекватным образом прогнозировать уровень радиационного воздействия, особенно в геомагнитно-возмущенных условиях [16–19]. Динамика внешнего электронного радиационного пояса – не до конца решенная проблема физики магнитосферы.

Важный фактор, значительно повышающий радиационный риск космических полетов, – потоки солнечных энергичных частиц, ускоренных во время солнечных вспышек и корональных выбросов массы. Измерения потоков солнечных частиц предусмотрены на всех космических аппаратах, начиная с первых спутников и по настоящее время. Большую роль в систематизации знаний о солнечных протонных событиях играют каталоги и модели, которые, в то же время, являются необходимым инструментом для планирования и обеспечения безопасности космических миссий (например, [20–21]).

В связи с освоением геостационарной орбиты возникла проблема электризации КА, возникающей в результате воздействия на КА горячей магнитосферной плазмы (например, [1]). Созданные на основе экспериментальных данных модели электризации широко используются на стадии проектирования КА [4].

Для предупреждения потенциально опасных последствий изменений в радиационной обстановке необходим оперативный мониторинг и прогнозирование параметров, характеризующих состояние околоземное космическое пространство (ОКП) [22–23]. Космические аппараты в ОКП (например, серий *Метеор*, *РОЕС*, *Электро*,

GOES, *Арктика*) позволяют получать информацию о потоках заряженных частиц в режиме близком к реальному времени. В НИИЯФ МГУ создан Центр Данных Оперативного Космического Мониторинга (ЦДОКМ) для обеспечения доступа к оперативным данным космических экспериментов и моделям оперативного прогнозирования явлений космической погоды [<http://swx.sinp.msu.ru/>].

Цель данной работы – обсуждение возможностей и преимуществ использования результатов измерений потоков заряженных частиц с помощью научной аппаратуры, созданной в НИИЯФ МГУ и ИПГ и установленной на космических аппаратах, находящихся на орбитах в широком диапазоне высот: эллиптическая высокоапогейная орбита типа “Молния” (ИСЗ *Арктика-М № 1*), полярная низковысотная (ИСЗ *Метеор-М № 2*) и геостационарная (ИСЗ *Электро-Л № 2*) – для мониторинга и прогноза радиационного состояния околоземного космического пространства. Особое внимание будет уделено спутнику *Арктика-М № 1*, запуск которого открыл новые возможности для осуществления программы космического мониторинга радиационных условий в ОКП.

1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ОРБИТЫ И НАУЧНОЙ АППАРАТУРЫ

Арктика-М № 1 – гидрометеорологический спутник, запущенный на орбиту ракетой-носителем “Союз-2.16” 28.11.2021. Цель создания спутниковых систем на высокоэллиптических орбитах – информационное обеспечение при решении задач оперативной метеорологии, гидрологии, агрометеорологии, мониторинга климата и окружающей среды в арктическом регионе. Два КА *Арктика-М* должны обеспечить круглосуточный всепогодный мониторинг поверхности Земли и морей Северного Ледовитого океана, а также постоянную и надежную связь. Одной из задач экспериментов на борту КА *Арктика М № 1* является исследование динамики радиационных условий в высокоширотной магнитосфере.

Арктика-М № 1 – первый из двух аппаратов, которые будут работать на высокоэллиптической орбите типа “Молния” со следующими параметрами:

- период обращения КА 43565 с (~12.1 ч);
- высота перигея от 600 до 3000 км;
- наклонение 63.3°;
- высота апогея 37400–39800 км

[https://www.laspacespace.ru/press/news/information_brochure_arctic.pdf].

В течение одних суток КА *Арктика-М № 1* совершает два витка вокруг Земли. На каждом витке высокоэллиптической орбиты КА имеются рабочие участки продолжительностью около 6.5 ч в интервале от минус 3.5 ч до плюс 3.5 ч от апогея, а

Таблица 1. Энергетические интервалы измерительных каналов электронов СЭР

Канал	Электроны					
	П1	П2	П3	П4	П5	П6
Энергия, (МэВ)	0.15–0.35	0.35–0.7	0.7–1.7	1.7–4.0	4.0–10.0	>1.7

Таблица 2. Энергетические интервалы измерительных каналов протонов СЭР

Канал	Протоны											
	П7	П8	П9	П10	П11	П12	П13	П14	П15	П16	П17	П18
Энергия, (МэВ)	2–4	4–9	9–17	17–30	30–60	60–100	100–160	>160	1.5–4	>30	>70	>100

вне рабочего участка КА *Арктика-М № 1* дважды попадает в область радиационных поясов Земли.

Научная аппаратура, размещенная на спутнике, практически совпадает с аппаратурой на КА серии *Электро-Л*. В состав научной аппаратуры входят:

- многозональное сканирующее устройство гидрометеорологического обеспечения (МСУ-ГС), предназначенное для получения многоспектральных изображений облачности и поверхности Земли в видимом и ИК диапазонах в пределах видимого диска Земли во всем диапазоне условий наблюдения и выдачи цифровой информации в бортовую систему сбора данных;

- гелиогеофизический аппаратный комплекс (ГГЭК-ВЭ), назначением которого является непрерывное получение гелиогеофизических данных на высоте орбиты с целью:

- контроля и прогноза вспышечной активности Солнца;

- контроля и прогноза радиационной обстановки в ОКП и состояния геомагнитного поля;

- диагностики и контроля состояния естественных и модифицированных магнитосферы, ионосферы и верхней атмосферы [<https://www.laspace.ru/projects/information-systems/arctica-m/>].

В гелиогеофизический аппаратный комплекс ГГЭК-ВЭ входят аппаратура СКИФ-ВЭ (разработана в НИИЯФ МГУ) и спектрометр ГАЛС-ВЭ (разработан в ИПГ Росгидромета).

1.1. Аппаратура СКИФ-ВЭ

В состав аппаратуры СКИФ-ВЭ входят измерительные блоки СКИФ-ВЭ/В и СКИФ-ВЭ/Г (далее – блоки В и Г), предназначенные для контроля радиационной обстановки в околоземном космическом пространстве и обеспечивающие регистрацию на орбите КА *Арктика-М № 1* потоков заряженных частиц (электронов и протонов) в широком интервале энергий от 0.05 кэВ до бо-

лее 160 МэВ. Блоки В и Г установлены во взаимно-перпендикулярных направлениях и дублируют работу друг друга. Каждый из блоков В и Г аппаратуры СКИФ-ВЭ содержит спектрометр энергичной радиации, спектрометры низкоэнергичных электронов и протонов и газоразрядные счетчики Гейгера.

Прибор СЭР (спектрометр энергичной радиации). СЭР – спектрометр телескопической конфигурации – содержит сборку из четырех детекторов *D1–D4*, расположенных на одной продольной оси. Три из них, *D1, D2, D4*, – полупроводниковые (кремниевые) детекторы толщиной 40, 500 и 1000 микрон, соответственно, а *D3* – сцинтиллятор *CsJ* толщиной 10 мм. Логическая система СЭР, работающая на принципе совпадений и антисовпадений электрических импульсов с детекторов с величиной, пропорциональной выделяемой в них энергии пролетающей частицей, формирует несколько энергетических интервалов (каналов) частиц каждого сорта. Логика включает в себя необходимое условие: налетающая частица должна пройти через детектор *D2* с выделением в нем энергии не ниже некоторого порога. Только в этом случае открывается путь для дальнейшей работы логики, и это условие отсекает регистрацию частиц, влетающих вне входного окна спектрометра. Угловые размеры поля регистрации налетающих частиц формируются входным коллиматором и составляют 35°. Информация всех каналов о числе регистраций выдается каждую секунду.

Численное моделирование метрологических характеристик детекторов выполнялось с помощью программного комплекса GEANT4 [24]. Диапазоны измеряемых энергий электронов и протонов СЭР: $E_e = 0.15–10$ МэВ, 6 каналов – П1–П6; $E_p = 2 – 160+$ МэВ, 12 каналов – П7–П18. Энергетические интервалы измерительных каналов электронов и протонов СЭР представлены в табл. 1 и 2.

Спектрометры низкоэнергичных электронов и протонов – электростатические анализаторы (ЭСА) – модули СГМТД-Э и СГМТД-П. В моду-

Таблица 3. Энергетические интервалы ступеней спектров электронов и протонов СГМТД-Э, П

№ ступени	E , кэВ ступени	ΔE , кэВ ступени	№ ступени	E , кэВ ступени	ΔE , кэВ ступени
1	0.15	0.10–0.20	7	4.50	3.40–5.65
2	0.25	0.20–0.30	8	7.50	5.65–9.40
3	0.45	0.35–0.55	9	10.00	7.50–12.50
4	0.80	0.60–1.00	10	13.00	9.75–16.25
5	1.30	1.00–1.60	11	16.00	12.00–20.00
6	2.50	1.90–3.10	12	20.00	15.00–25.00

лях СГМТД-Э,П исследуемые частицы влетают в кольцевой канал анализатора, образуемый частями (сегментами) двух сферических поверхностей, между которыми приложено напряжение, создающее в канале электрическое поле (первый сегментоид). Частицы, прошедшие первый сегментоид, попадают в поле второго такого же сегментоида, но с обратным направлением вектора напряженности электрического поля, а затем во входное окно детектора – вторичного электронного умножителя ВЭУ-7, где регистрируются.

Второй сегментоид необходим для того, чтобы улучшить защищенность модулей от регистрации рассеянного ультрафиолетового излучения Солнца, а также отраженных от внутренних стенок канала потоков заряженных частиц.

Величина напряженности электрического поля в каналах анализатора меняется программным образом, что обеспечивает прохождение по нему частиц различных энергий и, таким образом, регистрацию энергетического спектра. Диапазоны измеряемых энергий:

СГМТД-Э ($E_e = 0.15–20$ кэВ, 12 ступеней – интервалов спектра, $e1–e12$);

СГМТД-П ($E_p = 0.15–20$ кэВ, 12 ступеней – интервалов спектра, $p1–p12$).

Весь энергетический диапазон 0.15–20 кэВ разбит на 12 интервалов со временем регистрации каждого интервала 1 с, т.е. спектр регистрируется за 12 с (табл. 3). Угловые размеры поля регистрации частиц составляют 20° .

Газоразрядные счетчики Гейгера (МИП 1–3). МИП 1 – регистрация интегральных потоков протонов и электронов с энергиями более 800 и 50 кэВ соответственно, торцовый счетчик СБТ-9.

МИП 2 и МИП 3 – регистрация интегральных потоков протонов и электронов с энергиями более 15 МэВ и 800 кэВ, соответственно, всенаправленные счетчики СБМ20 и СИЗ-БГ. Эффективные площади счетчиков СБМ20 и СИЗ-БГ различаются на два порядка, что обеспечивает значительное расширение динамического диапазона регистрации частиц.

Информация счетчиков о числе зарегистрированных частиц выводится один раз в секунду.

1.2. Спектрометр ГАЛС-ВЭ

Спектрометр ГАЛС-ВЭ состоит из двух блоков: ГАЛС-ВЭ/-Ч – со счетчиком Черенкова и ГАЛС-ВЭ/-С – с газоразрядными счетчиками Гейгера (Сг-1–Сг-4).

Счетчик Черенкова предназначен для регистрации потоков протонов с энергиями более 600 МэВ в трех интегральных энергетических диапазонах. Расчетные значения нижних границ диапазонов 600, 800 и 1100 МэВ. Угол регистрации – 4π , расчетная эффективная площадь ~ 40 см².

Четыре счетчика Гейгера с экранами различных толщин регистрируют суммарные потоки электронов и протонов в четырех интегральных энергетических диапазонах.

Основные характеристики счетчиков Гейгера приведены в табл. 4.

Приборы СКИФ-ВЭ и ГАЛС-ВЭ на орбите КА *Арктика-М № 1* функционируют непрерывно.

2. ЦЕНТР ДАННЫХ ОПЕРАТИВНОГО КОСМИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА НИИЯФ МГУ

Центр данных оперативного космического мониторинга (ЦДОКМ) НИИЯФ МГУ обеспечивает доступ к оперативным данным космических экспериментов и моделям оперативного прогнозирования явлений космической погоды. Интерактивные приложения ЦДОКМ работают на сайте “Космическая погода” [<https://swx.sinp.msu.ru/>] и предоставляют доступ к данным и моделям в базе данных PostgreSQL. На сайте “Космическая погода” собраны данные, необходимые для оценки и анализа радиационной обстановки не только в ОКП, но и в межпланетной среде, а также уровня солнечной активности. Данные поступают со спутников, наземных станций, центров обработки данных, также в систему загружаются результаты расчетов по моделям. Используется специальное программное обеспечение Satellite Data

Таблица 4. Характеристики счетчиков Гейгера

Счетчик	Нижняя граница диапазона регистрации, МэВ		Толщина экрана, г/см ²	Эффективная площадь и направление (для зон радиационных поясов)
	протонов	электронов		
Сг-1	5.0	0.15	–	0.8 см ² , 2π
Сг-2	15.0	0.7	0.5	
Сг-3	25.0	1.7	1.0	
Сг-4	40.0	4.2	2.3	

Downloading System (SDDS), позволяющее загружать и обрабатывать исходные данные. Сервисы *SDDS* преобразуют первичные данные, поступающие из разных источников, в единый формат и загружают данные в разные таблицы базы данных (например, параметры солнечного ветра, геомагнитные данные и потоки электронов внешнего радиационного пояса). Одним из преимуществ системы данных ЦДОКМ является возможность извлекать данные из разных источников в виде единого массива временных рядов с разной частотой. Будучи представленными вместе, эти базы данных могут быть использованы для взаимной калибровки измерений, диагностики ошибок в данных, поступающих с разных спутников, и для обеспечения согласованного анализа данных с нескольких спутников.

В качестве ресурса космической погоды интернет-сервис использует данные, поступающие от различных активных космических миссий, таких как *Метеор-М № 2*, *Электро-Л № 2*, *Арктика-М № 1*, *GOES*, *ACE*, *SDO*, *DSCOVR* и другие. Службы данных ЦДОКМ также позволяют получать и анализировать исторические данные, собранные в базе данных ЦДОКМ. Усовершенствованные графические приложения дают возможность проводить сравнительный анализ как экспериментальных данных, так и результатов моделирования. Большая часть рисунков, представленных в данной статье, сделана с помощью инструментов на сайте ЦДОКМ [<https://swx.sinp.msu.ru/constructor2/>].

Оперативные приложения на сайте “Космическая погода” [<https://swx.sinp.msu.ru/>] предоставляют возможность прогноза и построения предыстории радиационной обстановки в ОКП [25]. Эти приложения используют данные с упомянутых выше космических аппаратов, собранные в единую базу данных. Они дают прогноз квазистационарной скорости солнечного ветра на основе анализа изображений Солнца космической обсерваторией *SDO/AIA* и обеспечивают доступ к нескольким моделям физических условий в околоземном пространстве, включая прогнозы геомагнитных индексов, плазмы солнечного ветра и межпланетного магнитного поля на орбите Земли, положения магнитопаузы в подсолнечной точке, структуры силовых линий маг-

нитосферы Земли, а также прогноз потоков релятивистских электронов на геостационарной орбите.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В течение ряда лет НИИЯФ МГУ в сотрудничестве с ИПГ Росгидромета осуществляет мониторинговые наблюдения потоков энергичных частиц и магнитосферной плазмы в околоземном космическом пространстве. Измерения осуществляются на орбитах в широком диапазоне высот: полярные низкоорбитальные спутники серии “Метеор” (~850 км) и геостационарные аппараты серии “Электро” (~36 тыс. км). Данные космических аппаратов используются для диагностики радиационного состояния околоземного космического пространства Центрами космической погоды в ИПГ и НИИЯФ МГУ. Новым шагом в развитии системы радиационного мониторинга стал запуск спутника *Арктика-М № 1* на высокоапогейную эллиптическую орбиту.

Экспериментальная информация с КА *Арктика-М № 1* находится в Центре данных оперативного космического мониторинга (ЦДОКМ) НИИЯФ МГУ и в ИПГ. Данные с координатами орбиты КА *Арктика-М № 1* доступны на сайте ЦДОКМ [<https://swx.sinp.msu.ru/tools/davisat.php?gcm=1>]. Экспериментальные данные по потокам частиц доступны по запросу на электронный адрес: smdc@sinp.msu.ru.

3.1. Радиационные пояса Земли

Потоки энергичных частиц радиационных поясов Земли – основной фактор, создающий угрозу околоземным космическим миссиям. Поэтому мониторинг и прогноз потоков частиц – необходимое условие их радиационной безопасности. Преимуществом орбиты КА *Арктика-М № 1* является возможность подробного исследования радиационных поясов Земли (РПЗ), пролет через сердцевину радиационных поясов.

Результаты сравнительного анализа экспериментальных и модельных данных по потокам частиц радиационных поясов Земли. Сопоставление данных наблюдения радиации на КА *Арктика-М № 1* приборами СЭР с моделью радиационных поясов

Земли AE8/AP8 [16–17] является хорошим способом проверить адекватность новой аппаратуры, выявить ее особенности, уточнить параметры и калибровки, а также познакомиться с характером магнитосферных явлений, типичных для орбиты типа “Молния”. Необычным, в сравнении с исследовательскими космическими аппаратами, является отсутствие подстройки ориентации КА *Арктика-М № 1* к важному для радиационных наблюдений направлению окружающего магнитного поля; полагалось, что наличие двух разнесенных блоков с сенсорами радиации поможет охватить разные питч-углы.

На рис. 1 представлены данные с двух приборов СЭР, установленных в блоки В и Г аппаратуры СКИФ-ВЭ КА *Арктика-М № 1*, при прохождении КА перигейного участка орбиты, а также результаты моделирования радиации вблизи КА при таком пролете по модели AE8/AP8 [26, 27]. Данные СЭР показаны в панелях 2 и 3 (по 6 каналов для электронов, блоки В и Г соответственно) и 6 и 7 (также по 6 каналов для протонов, в блоках В и Г). Диапазон энергий для электронов 0.15–10 МэВ; графики для меньших энергий, как правило, лежат выше (большая интенсивность потока). Для протонов диапазон энергий 2–160 МэВ, но спектр в возрастных потоках в радиационных поясах не всегда падающий. Данные СЭР показаны как произведение измеренной в канале скорости счета на геометрический фактор прибора, но не как интенсивность потока, т.к. еще остается необходимость уточнения некоторых деталей, а для данного этапа важно убедиться в общем подобии измерений и модели. В панелях 4 и 5 представлены результаты расчета по модели: вдоль орбиты просчитаны дифференциальные по энергии интенсивности потока частиц из полного телесного угла (4π). Питч-угловая анизотропия потоков частиц не была учтена, что, вероятно, и привело к некоторому различию результатов измерений и расчетов. В панели 8 показаны магнитное локальное время *MLT* и параметр *Lm*, рассчитанный по модели поля *IGRF + OPq*. Панель 1 представляет угол в градусах между осью входного окна СЭР и направлением, обратным к вектору геомагнитного поля в точке нахождения КА, для обоих СЭР, стоящих в блоках В и Г. Поле считается также по *IGRF + OPq*. Если угол равен нулю, а КА находится вблизи перигея, то СЭР смотрит вдоль силовой линии к Земле, вослед высыпавшимся частицам. Модельные данные для электронов (панель 4) показывают сильно усредненное возрастание вблизи Земли, на минимальных *L*, – внутренний радиационный пояс, и, на $L > 3$, еще возрастание – внешний радиационный пояс. В модели протонного пояса (панель 5) возрастание только одно. В обоих случаях максимум потока захваченных частиц тем ближе к Земле, чем выше их энергия.

Расположенные над моделью электронных поясов данные об электронах с двух СЭР, как и модель, содержат двугорбую структуру. В левой части панели 3 двугорбость не искажена; в правой части панели 2 и в панели 3 искажения невелики, а в левой части панели 2 они наибольшие. Примечательно, что наибольшие искажения совпадают по времени (пролета – оси абсцисс; в 18.10 UT) с достижением нулевого угла графика направленности СЭР-В (в блоке В и видны основные искажения). Характер искажений – провалы, что соответствует высыпаниям, т.е. невозвратам улетевших к Земле частиц. Данные об электронах с СЭР объясняемы, т.е. адекватны.

Правая часть протонного пояса в панели 6 (блок В) выглядит наиболее схоже с моделью (панель 5). Отличие правой части панели 7 (блок Г) похоже на не очень интенсивное вымывание области под минимумом (19.05 UT) графика направленности СЭР-Г из панели 1. Можно предположить, и что именно вымывание большой интенсивности значительно исказило левую часть радиационного пояса в панели 6 (блок В) из-за поворота СЭР-В точно в конус потерь в 18.10 UT. Крупное отличие от модели есть также в левой части панели 7, с пиком в 18.00 UT, т.е. при направленности СЭР-Г в угол 180° , т.е. вдоль поля. Могут влиять и иные эффекты. Данные о протонах с СЭР также объяснимы и, в этом плане, адекватны.

Данные свидетельствуют об очень существенной питч-угловой анизотропии потоков частиц в приведенном примере (*Dst*-индекс в это время держался на умеренно низком уровне порядка – 30 нТл и варьировал; не показано). Важно, что наблюдаются не только рассмотренные понятные эффекты, но и более мелкие и разные, в разных энергиях, связанные, вероятно, с изменением структуры поля и путей распространения заряженных частиц, с возможным проявлением механизмов ускорения частиц и их потерь. Высокая информационная насыщенность наблюдаемого контрастирует с огрубленным анизотропным усреднением в привлеченной модели РПЗ. В целом, сопоставление измеренного с моделью показало адекватность нового инструмента и доступность новых возможностей.

Магнитная буря 15.1.2022. Магнитная буря может существенно изменить состояние внешнего радиационного пояса. За первый год эксплуатации ИСЗ *Арктика-М № 1* зарегистрированы многочисленные вариации потоков энергичных электронов, связанные с развитием геомагнитных возмущений. Одно из событий произошло в январе 2022 г. Приход к магнитосфере Земли потока высокоскоростного солнечного ветра в условиях южной ориентации межпланетного магнитного поля явился причиной геомагнитной бури, начавшейся 14.1.2022, с максимумом 15.1.2022

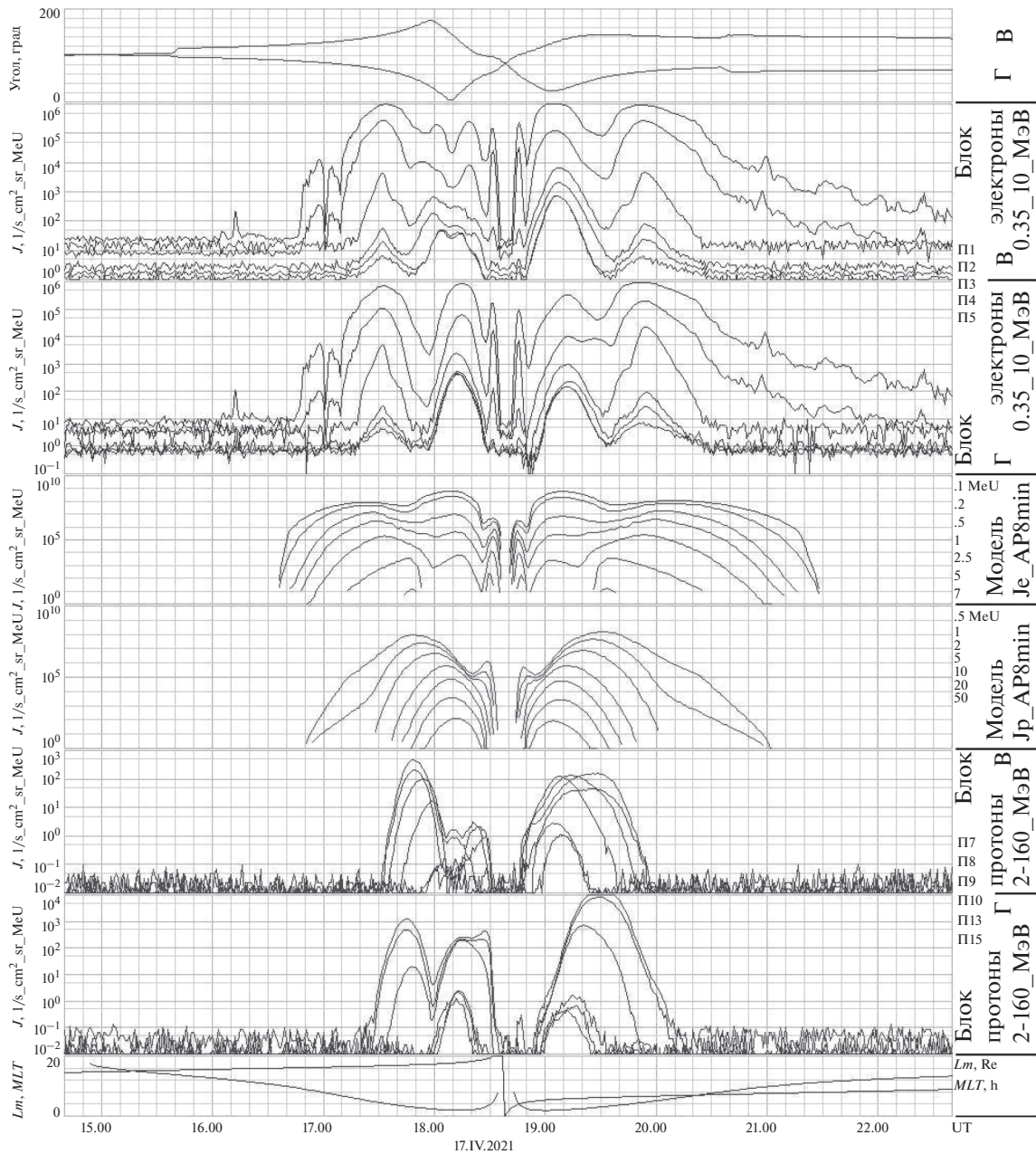


Рис. 1. Измерения дифференциального по энергии потока электронов (панели 2, 3) и протонов (панели 6, 7) прибором СЭР при пролете радиационных поясов Земли КА *Арктика-М № 1* в сравнении со статистическими моделями AE8min и AP8min (панели 4, 5) для периода 14.40–22.40 UT 17.IV.2021. В панели 8 даны L_m и MLT , а в панели 1 – угол оси СЭР (для каждого из двух блоков В и Г) относительно локального геомагнитного поля; за ноль принято направление обратное вектору поля, т.е. вблизи южной полярной шапки нулевой угол означает направленность СЭР вниз, на Землю.

($|Dst|_{max} \sim 90$ нТл – рис. 2). Можно видеть, что на фазе восстановления магнитной бури поток электронов на геостационарной орбите по данным КА “Электро-Л” № 2 (рис. 2в) вырос по сравнению с добуревым уровнем.

Экспериментальные данные с КА *Метеор-М № 2* и *Арктика-М № 1* могут дать представление о динамике потоков частиц во всей области радиационных поясов: данные КА *Метеор-М № 2* только

на высоких широтах, данные КА *Арктика-М № 1* и из сердцевины радиационных поясов на средних широтах (рис. 3). КА *Метеор-М № 2* проходит через область внешнего РПЗ за ~5 мин. При 10 с усреднении данных можно видеть, что в результате геомагнитной бури 14–15.I.2022 поток электронов в РПЗ существенно увеличился (рис. 3а). КА *Арктика-М № 1* проходит через область внешнего РПЗ на среднем участке орбиты при-

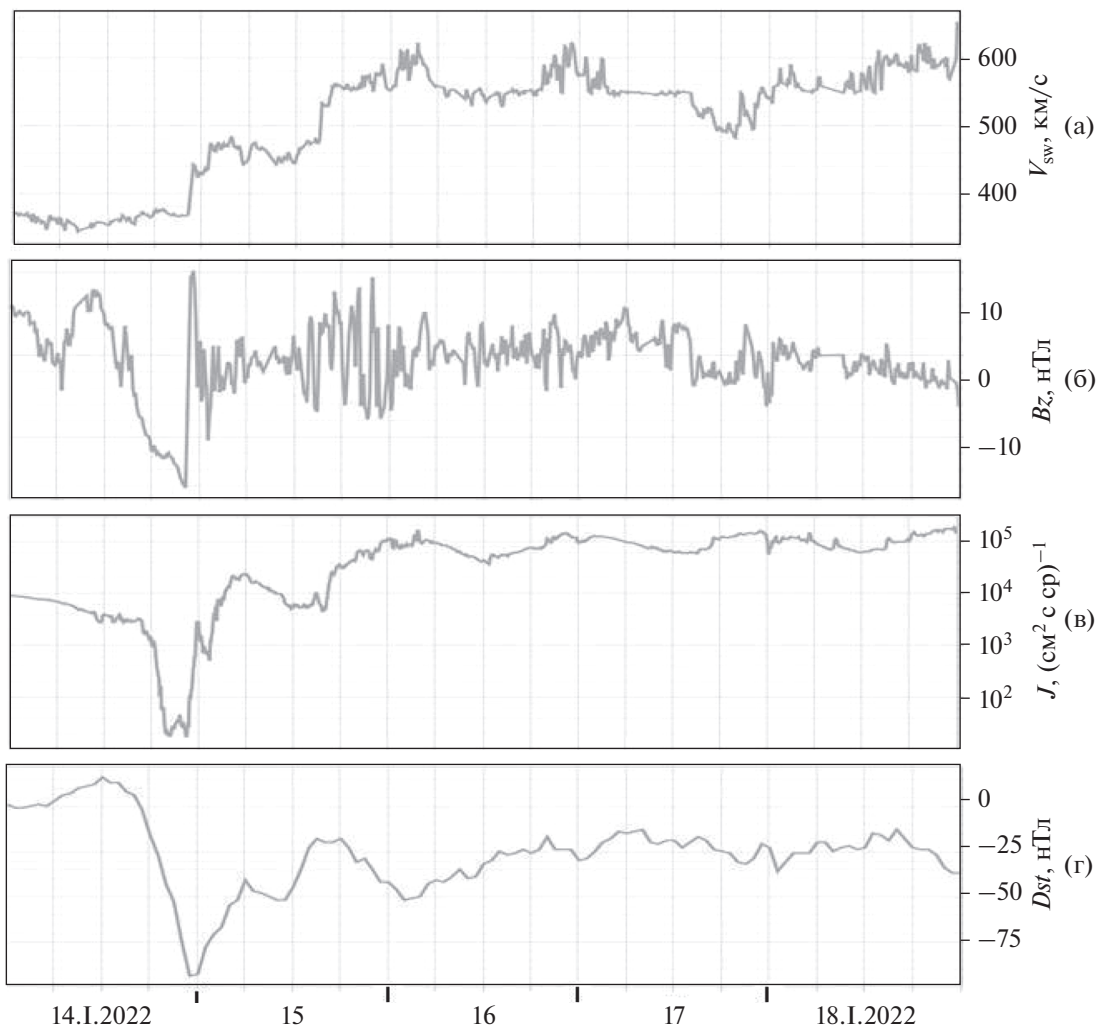


Рис. 2. Временные профили скорости солнечного ветра (а) и B_z -компоненты ММП (б) на орбите Земли, потока электронов с $E > 0.6$ МэВ по данным ИСЗ *Электро-Л* № 2 (в) и Dst -вариации (г) 14–18.1.2022.

мерно за час, что позволяет исследовать его тонкую структуру (рис. 3б). Уже практически на главной фазе бури во внешнем радиационном поясе наблюдается появление потоков электронов с $E = 4–8$ МэВ, которых практически не было до бури (рис. 3б и 3в).

3.2. Солнечное протонное событие 28.X.2021

Наряду с геомагнитными возмущениями, приводящими к вариациям потоков электронов внешнего радиационного пояса, опасность для космических аппаратов представляют солнечные протонные события, сопровождающиеся возрастанием потоков энергичных солнечных протонов в высокоширотной магнитосфере. 28.X.2021 наблюдалось солнечное протонное событие (СПС), которое стало первым GLE-событием (Ground Level Enhancement) 25-ого цикла солнечной активности и 73-м GLE-событием с начала наблю-

дений [<http://gle oulu.fi/#/>]. СПС 28.X.2021 ассоциируется с солнечной вспышкой, произошедшей в 15.17 UT 28.X.2021. Рентгеновский и оптический баллы вспышки – X1.0/2N. Гелиокоординаты вспышки – S26W05, активная область – 12887. Максимальный поток протонов с $E > 10$ МэВ составлял ~ 25 ($\text{cm}^2 \text{ s sr}^{-1}$) по данным КА *GOES-16*. Временной профиль потоков солнечных протонов имеет достаточно быструю фазу нарастания и длительную фазу спада потока (рис. 4 и 5). Приборы КА *Meteor-M* № 2 измеряют поток солнечных протонов над полярными шапками Земли. По результатам сравнительного анализа потоков над северной и южной полярными шапками можно судить об анизотропии потока частиц. Можно видеть, что в СПС 28.X.2021 потоки протонов практически изотропны в течение всего события (рис. 4а).

Поток солнечных протонов распространялся в достаточно спокойной межпланетной среде: от-

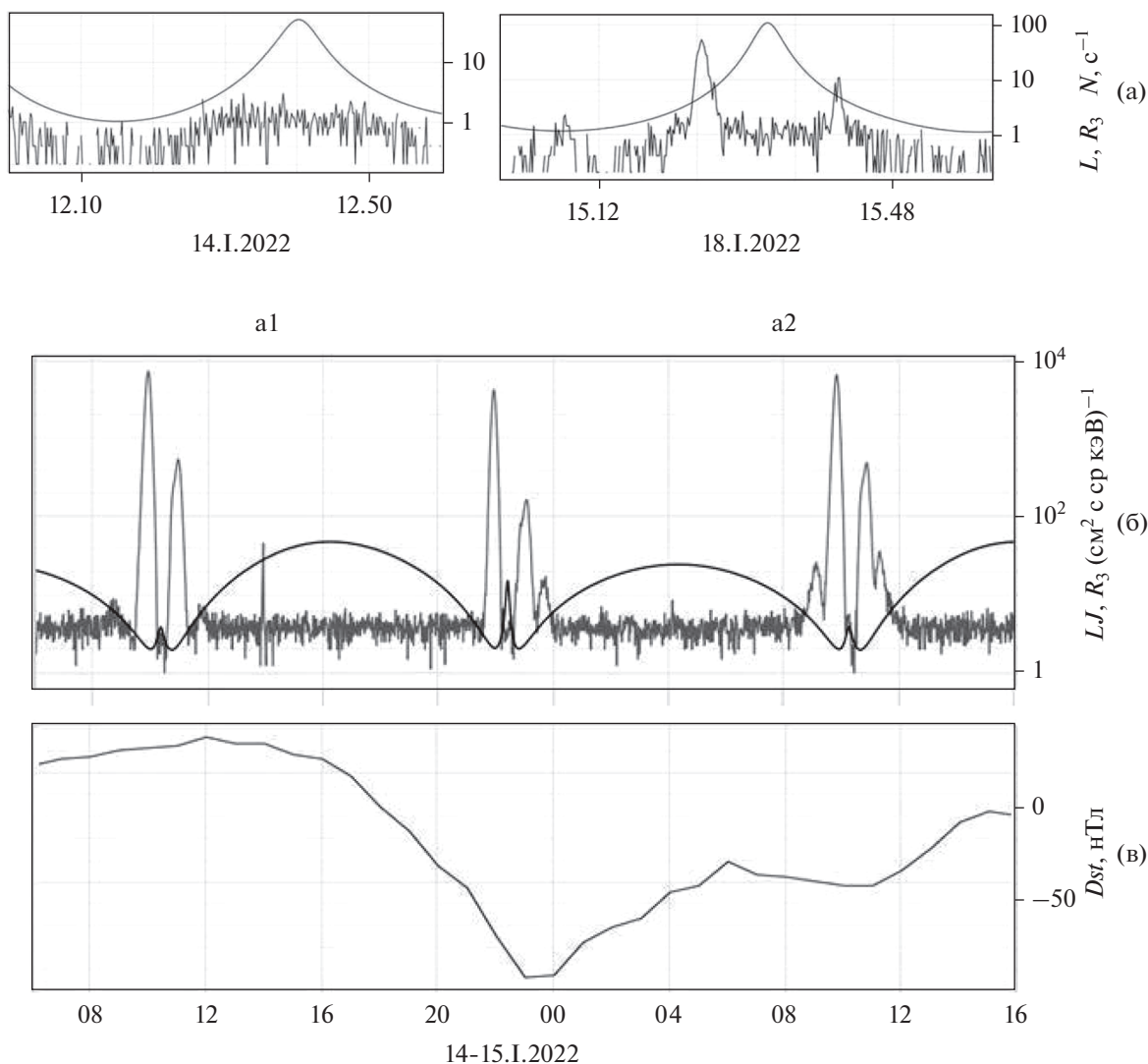


Рис. 3. Временные профили: (а) – потоков электронов с $E > 2$ МэВ по данным КА *Метеор-М № 2* 14.I.2022 (a1) и 18.I.2022 (a2) во время пролета через РПЗ (тонкая линия – L -параметр); (б) – потоков электронов с $E = 4-8$ МэВ по данным КА *Арктика-М № 1* (тонкая линия – L -параметр) и (в) – Dst -вариации с 06.00 14.I.2022 до 16.00 15.I.2022.

носителем медленного солнечного ветра (рис. 4в) и относительно слабым межпланетным магнитным полем (рис. 4г). Но временные профили солнечных протонов и над полярными шапками на открытых силовых линиях геомагнитного поля (данные КА *Метеор-М № 2* – рис. 4а), и проникших в магнитосферу в область геостационарной орбиты (данные КА *Электро-Л № 2* – рис. 4б) имеют особенность 3–4.XI.2021, когда к Земле пришла новая структура межпланетной среды (КВМ – корональный выброс массы) с ударной волной, высокоскоростным солнечным ветром и сильным магнитным полем (рис. 4в и 4г). Данные КА *Метеор-М № 2* наглядно демонстрируют повышенную концентрацию потока протонов перед ударной волной (рис. 4а), а по данным КА *Электро-Л № 2* можно видеть реакцию геомагнитного поля, вы-

раженную в вариациях частиц, на воздействие ударной волны на магнитосферу Земли.

СПС 28.X.2021 – GLE-событие, и, следовательно, в ОКП пришел поток высокоэнергичных солнечных частиц, что зарегистрировано и в полярных шапках на КА *Метеор-М № 2* (рис. 5а) и внутри магнитосферы на КА *Арктика-М № 1* (рис. 5б). Кривые на рис. 5 соответствуют потокам солнечных протонов с указанными энергиями: от $E > 1$ МэВ до $E > 800$ МэВ.

Экспериментальные данные по потокам солнечных энергичных частиц с научных приборов, установленных на *Метеор-М № 2* и на КА *Арктика-М № 1* дают возможность исследования СПС в очень широком интервале энергий, построения подробного энергетического спектра потоков солнечных протонов. Для СПС 28.X.2021 был по-

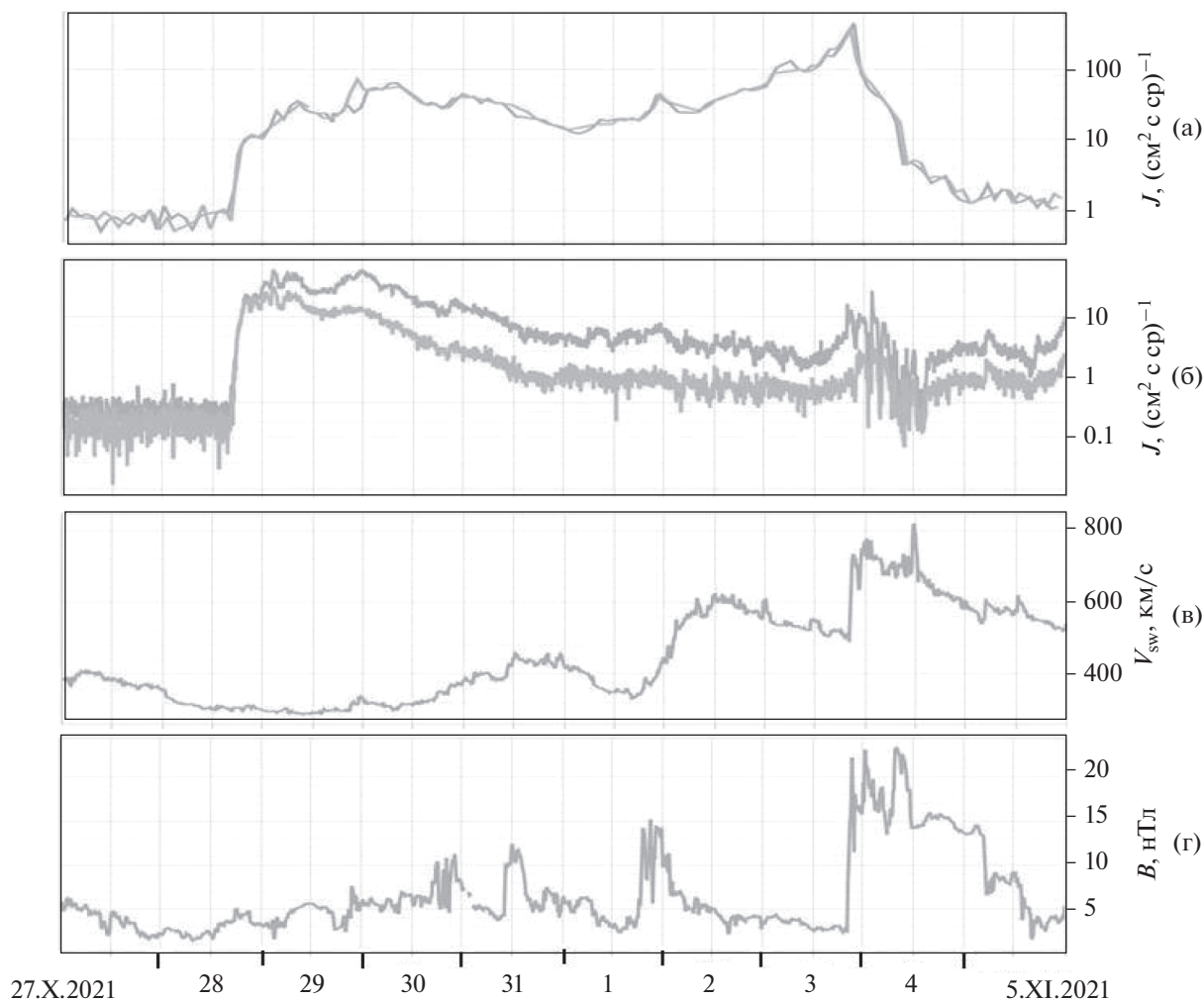


Рис. 4. Временные профили потоков солнечных протонов по данным КА *Метеор-М* № 2 с $E = 3\text{--}10$ МэВ над северной и южной полярными шапками (а) и по данным КА *Электро-Л* № 2 с $E = 9\text{--}20$ МэВ и $E = 20\text{--}40$ МэВ (б), скорости солнечного ветра (в) и модуля межпланетного магнитного поля (г) 27.X–5.XI.2021.

строен энергетический спектр максимумов потоков солнечных протонов по экспериментальным данным всех имеющихся КА (рис. 6). Спектр был аппроксимирован во всем диапазоне энергий функцией:

$$J(E) = J_0 E^{-\gamma} \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right).$$

Параметры γ и E_0 определялись методом наименьших квадратов: $\gamma = 0.511$, $E_0 = 228$ кэВ. Понятие энергетического спектра протонов в максимуме события было введено исторически, когда предполагались практически мгновенная инжекция солнечных частиц в межпланетное пространство и дальнейшее распространение их путем диффузии. В этом случае спектр в максимуме отражает спектр частиц, ускоренных на Солнце. Развитие представлений об ускорении и распространении солнечных частиц привело к сценари-

ям, в которых рассматривается длительное и/или многократное ускорение и сложная картина распространения частиц в короне Солнца и в межпланетной среде с учетом геометрии магнитного поля. Принимаются во внимание диффузия, конвекция, адиабатическое охлаждение, а также дрейф частиц. Безусловно, все эти факторы могут влиять на поток частиц в максимуме события и нередко приводят к наличию плоского максимума или двух–трех максимумов. Тем не менее, спектр в максимуме по-прежнему является одной из главных характеристик события, так как дает представление о первом, зачастую наиболее мощном, этапе энергетического выделения на Солнце. На рис. 6 также представлены уменьшенные в 10 раз потоки галактических космических лучей (ГКЛ) для периода максимума солнечной активности по ГОСТ 25645.150-90. Пересечение спектра частиц СПС и ГКЛ – это квазимаксимальная энергия –

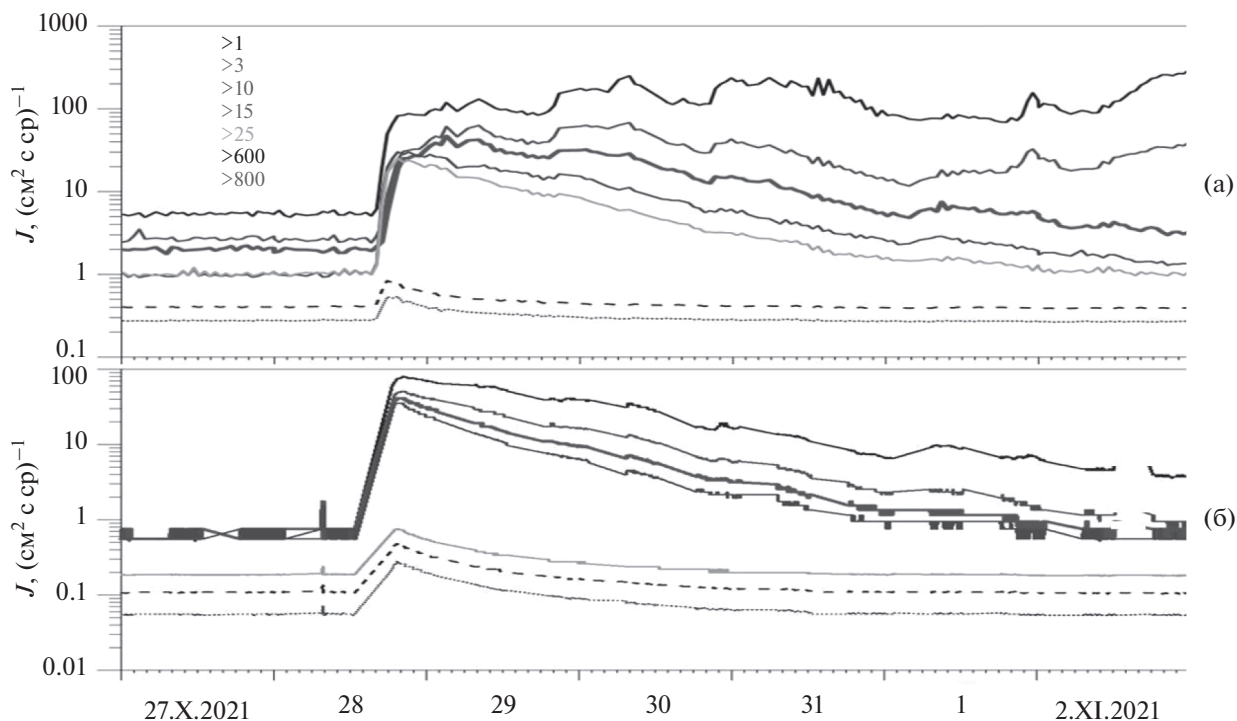


Рис. 5. Временные профили потоков солнечных протонов по данным КА *Метеор-М* № 2 (а) и КА *Арктика-М* № 1 (б) с 27.X по 2.XI.2021 (см. текст).

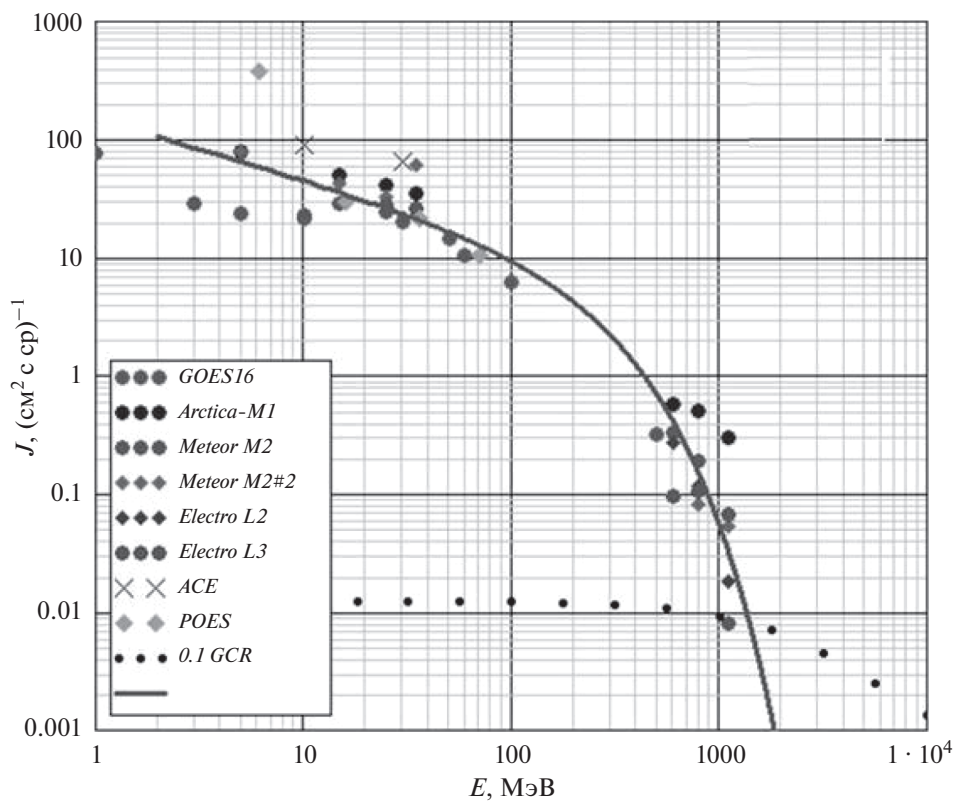


Рис. 6. Энергетический спектр максимумов потоков солнечных протонов 28.X.2021.

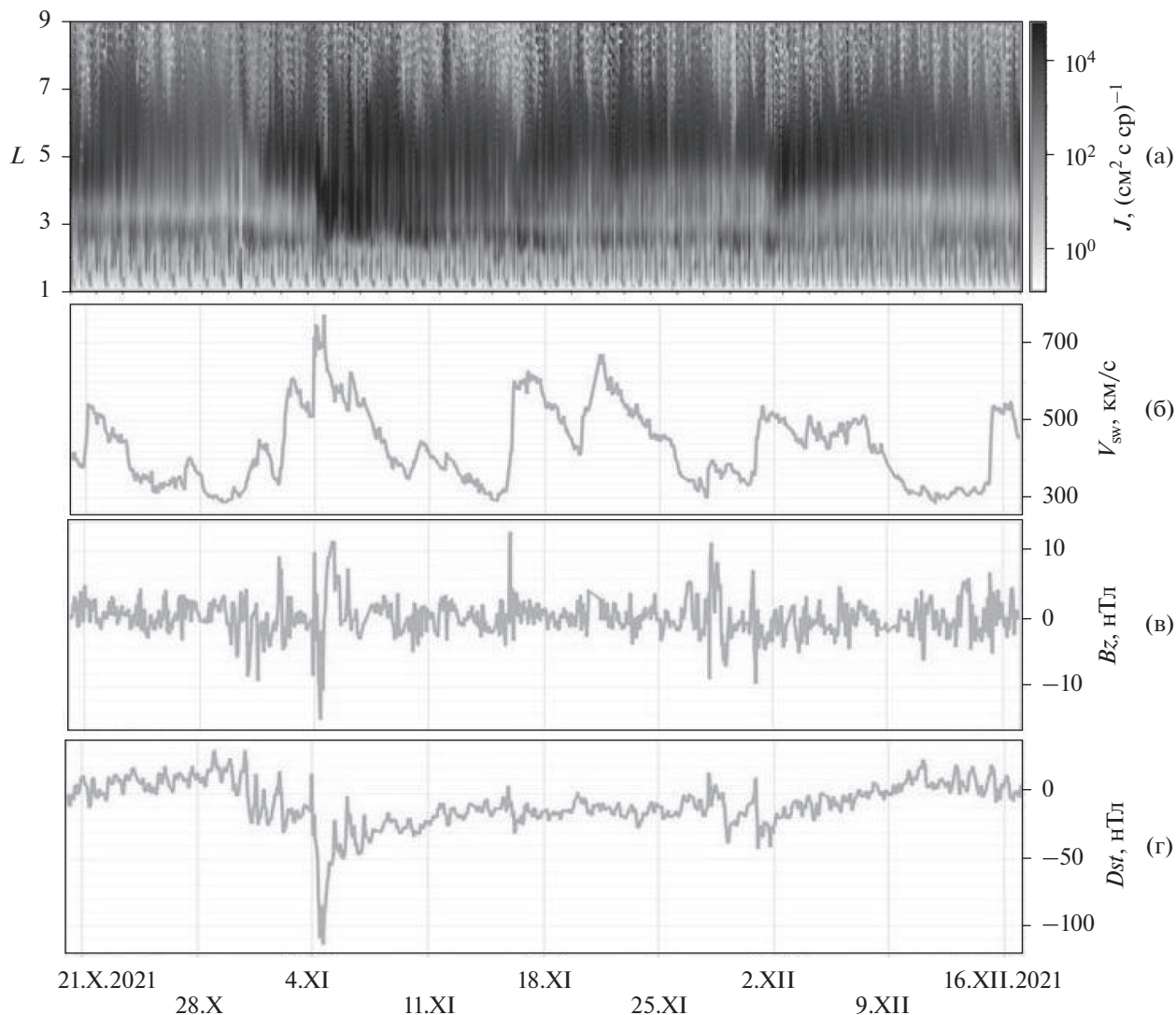


Рис. 7. 20.X–16.XII.2021: Временная зависимость радиального распределения потоков электронов с $E > 0.1$ МэВ в РПЗ по данным КА *Метеор-М № 2* (а); Временные профили: скорости солнечного ветра (б), B_z -компоненты межпланетного магнитного поля (в) и Dst -вариации (г).

первое приближение к реальной максимальной энергии наблюдаемых потоков протонов в данном солнечном событии [28].

3.3. Исследование космической плазмы

Исследования воздействия космической среды на материалы и элементы оборудования космических аппаратов начаты в НИИЯФ МГУ практически с начала космической эры (например, [4]), а космической плазмы — с запуска первых геостационарных спутников (например, [29]). Со спектрометров низкоэнергичных электронов и протонов, установленных на КА *Арктика-М № 1*, так же, как и на КА *Метеор-М № 2* и на КА *Электро-Л № 2*, получен большой объем ин-

формации, но это — материал для дальнейших исследований и для другой публикации.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Основными задачами мониторинга являются: оценка и прогноз радиационных условий в ОКП, апробация и уточнение существующих и разработка новых динамических моделей радиационных полей, получение экспериментальных данных для решения ключевых проблем физики космоса. КА *Арктика-М № 1* из-за особенностей орбиты подвержен сильно воздействию факторов внешней среды, так как пересекает все основные структурные области внутренней магнитосферы: внутренний и внешний электронные радиационные пояса, авроральную зону и по-

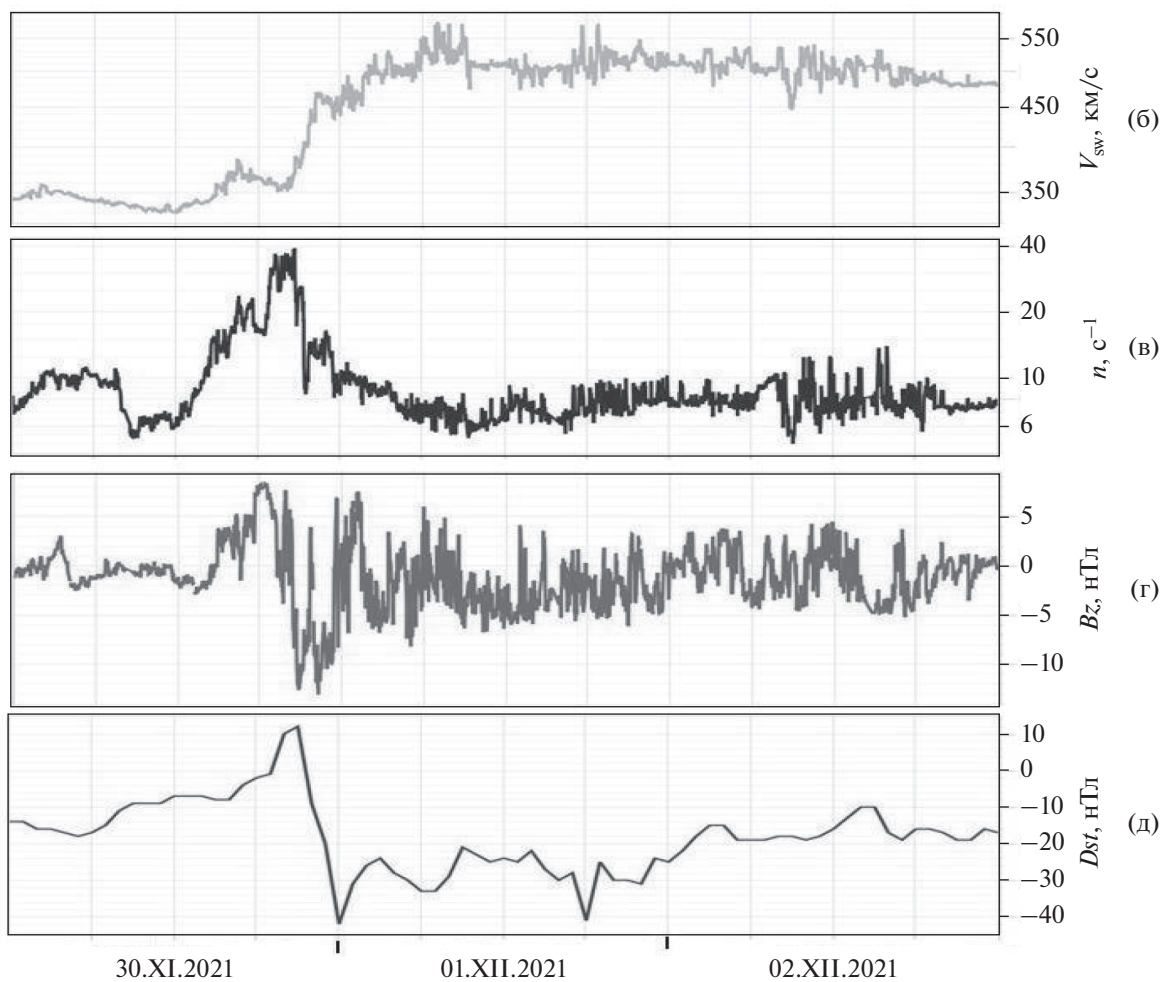
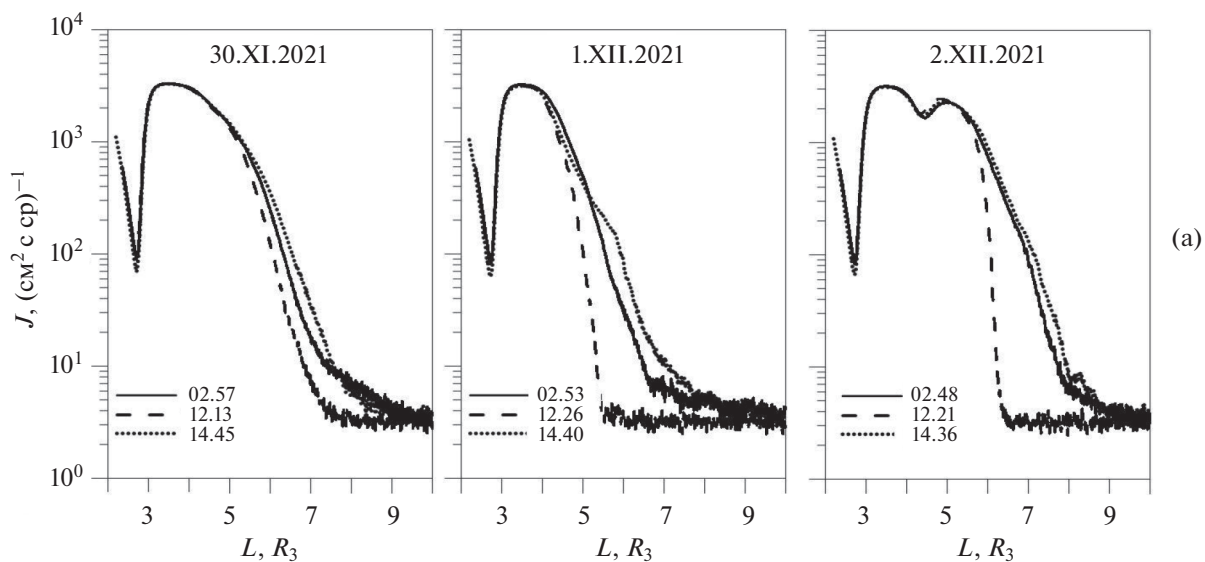


Рис. 8. Радиальные профили потоков электронов с $E > 0.7$ МэВ по данным КА *Арктика-М2* № 1 30.XI, 1.XII и 2.XII.2021 (а); Временные профили 30.XI–2.XII.2021: скорости (б) и плотности (в) солнечного ветра, B_z -компоненты межпланетного магнитного поля (г) и Dst -вариации (д).

лярные шапки, и именно поэтому экспериментальные данные, полученные с КА *Арктика-М № 1*, могут дать новую интересную информацию о радиационных полях в этих областях. На примере СПС 28.X.2021 можно видеть, что потоки солнечных энергичных частиц могут возрасти за небольшое время на несколько порядков величины. Потоки электронов во внешнем радиационном поясе также могут испытывать быстрые и сильные вариации. На временной зависимости радиального распределения потоков электронов внешнего радиационного пояса (рис. 7а) можно видеть изменение структуры и интенсивности пояса, как следствие от воздействия на магнитосферу межпланетной среды (рис. 7б и 7в) и развития геомагнитных возмущений (рис. 7г) 20.X–16.XII.2021.

Интересную, не часто встречающуюся, структуру электронных радиационных поясов с тремя максимумами, появившуюся после слабой геомагнитной бури ($Dst_{\text{max}} \sim 40$ нТл) 30.XI–2.XII.2021, можно видеть по данным КА *Арктика-М № 1* (рис. 8а). Цифры на рисунках – время (UT) прохождения КА через $L = 4$, область, где чаще всего располагается максимум внешнего радиационного пояса. Трехмаксимумные структуры радиационных поясов были обнаружены в эксперименте на двух КА *Van Allen Probes*, эллиптическая орбита которых находилась вблизи плоскости экватора (например, [30]). Орбита КА *Арктика-М № 1* тоже позволяет проводить подобные исследования. Событие 30.XI–2.XII.2021 интересно тем, что буря была слабая, но геомагнитная возмущенность продолжительная. Эффект “третьего радиационного пояса” возник в результате совокупного действия основных факторов межпланетной среды на магнитосферу Земли: скорости (рис. 8б) и плотности (рис. 8в) солнечного ветра, V_z -компоненты межпланетного магнитного поля (рис. 8г). Ответную реакцию магнитосферы на воздействие межпланетной среды можно видеть по Dst -вариации (рис. 8д). Подробный анализ данного события – предмет дальнейшей работы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оперативный мониторинг радиационных условий на разных орбитах в околоземном космическом пространстве наиболее важный и, пожалуй, единственный инструмент для обеспечения радиационной безопасности космических миссий и создания прогноза космической погоды. Динамика потоков ионизирующих излучений как в межпланетном пространстве, так и в магнитосфере такова, что интенсивности потоков в течение небольшого времени могут изменяться на несколько порядков величин, поэтому усредненные эмпирические модели радиационных поясов не всегда могут быть полезны для оценки радиаци-

онных условий на конкретных орбитах. Следует также отметить, что методов долгосрочного и среднесрочного прогноза вспышек и солнечных протонных событий в настоящее время не существует. Единственным способом предупреждения их опасных воздействий является своевременное сообщение о возрастании потоков заряженных частиц, что требует непрерывного их измерения.

Получение большого объема регулярных мониторинговых данных о радиационной обстановке в околоземном космическом пространстве на базе многоярусных измерений на разных орбитах позволяет изучать ее кратко- и средневременную динамику, ее связь с солнечной активностью, и является необходимым условием для восстановления трехмерной динамической картины радиации в магнитосфере. Существуют хорошие предпосылки для осуществления космического радиационного мониторинга отечественными космическими аппаратами: серий *Электро*, *Метеор*, *Арктика*, а также планируемые миссиями: “Ионосфера”, “Кубсаты” (проект МГУ “Универсат-Сократ”).

Данные по геомагнитному индексу получены в World Data Center C2 for Geomagnetism, Kyoto. Экспериментальные данные измерений КА *ACE*, *DISCOVER*, *GOES*, *POES* получены в NASA/GSFC Space Physics Data Facility (SPDF), CDAWeb (the Coordinated Data Analysis Web) (<https://cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov>).

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект “Ядерная и радиационная физика”).

Конфликт интересов: автор В.В. Калегаев является членом редколлегии журнала “Космические исследования”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крупников К.К., Марьин Б.В., Милеев В.Н. и др. Анализ эффектов электризации геостационарных ИСЗ “Горизонт” и “Электро” по данным бортовых спектрометров горячей магнитосферной плазмы // Космонавтика и ракетостроение. 2003. Т. 1. № 30. С. 156–161.
2. Cole D.G. Space Weather: Its Effects and Predictability // Advances in Space Environment Research 2003. V. 1. P. 295–302.
3. Romanova N.V., Pilipenko V.A., Yagova N.V., Belov A.V. Statistical correlation of the rate of failures on geosynchronous satellites with fluxes of energetic electrons and protons // Cosmic Research. 2005. V. 43. № 3. P. 179–185.
4. Новиков Л.С., Воронина Е.Н. Взаимодействие космических аппаратов с окружающей средой. М.: КДУ, 2021.
5. Vernov S.N., Chudakov A.E. Investigations of cosmic radiation and of the terrestrial corpuscular radiation by

- means of rockets and satellites // *Physics-Uspekhi*. 1960. V. 3. № 2. P. 230–250.
6. *Van Allen J.A.* The geomagnetically trapped corpuscular radiation // *J. Geophys. Res.* 1959. V. 64. № 11. P. 1683–1689.
 7. *Baker D.N., Panasyuk M.I.* Discovering Earth's radiation belts // *Physics Today*. 2017. V. 70. № 12. P. 46–51.
 8. *Vernov S.N., Chudakov A.E., Vakulov P.V., Logachev Yu.I.* Radiation measurement during the flight of the second Soviet space rocket. Proc. First International Space Science Symposium (Space Research). Amsterdam: North-Holland. 1960. P. 845–851.
 9. *Вернов С.Н., Кузнецов С.Н., Логачев Ю.И. и др.* Радиальная диффузия электронов с энергией больше 100 кэВ во внешнем радиационном поясе // *Геомагнетизм и аэрномия*. 1968. Т. 8. № 3. С. 401–411.
 10. *Панасюк М.И. и др.* Модель космоса. Т. 1. Физические условия в космическом пространстве. М.: КДУ, 2007.
 11. *Тверской Б.А.* Динамика радиационных поясов Земли. М.: Наука, 1968. (Основы теоретической космофизики. Избранные труды. М.: УРСС. 2004. 336 с.)
 12. *Panasyuk M.I., Fritz T.A., Spjeldvik W.N.* Dominant fluxes of trapped MeV heavy-ions in equatorial radiation belts – comparison of soviet and American experiments // *EOS. Transactions. American Geophysical Union*. 1978. V. 59. № 4. P. 348–348.
 13. *Власова Н.А., Горчаков Е.В., Иванова Т.А. и др.* Система мониторинга радиационных условий в магнитосфере Земли на Российских космических аппаратах связи, навигации и телевидения // *Космич. исслед.* 1999. Т. 37. № 3. С. 245–255.
 14. *Балашов С.В., Иванов В.В., Максимов И.А. и др.* Контроль радиационной обстановки на высокоапогейных космических аппаратах // *Космонавтика и ракетостроение*. 2003. Т. 30. № 1. С. 95–101.
 15. *Панасюк М.И., Подзолко М.В., Ковтюх А.С. и др.* Оперативный радиационный мониторинг в околоземном космическом пространстве на базе многоярусной группировки малых космических аппаратов // *Космич. исслед.* 2015. Т. 53. № 6. С. 461–468. <https://doi.org/10.7868/S0023420615060047>
 16. *Sawer D.M., Vette J.L.* AP-8 Trapped Proton Environment for Solar Maximum and Solar Minimum. Report NSSDC/SDC-A-R&S76-06. NASA GSFC. 1976.
 17. *Vette J.L.* The AE8 Trapped Electron Model Environment. NSSDC WDC-A-R&S91-24. NASA GSFC. 1991.
 18. *Гецелев И.В., Гусев А.Н., Дарчиева Л.А. и др.* Модель пространственно-энергетического распределения потоков захваченных частиц (протонов и электронов) в радиационных поясах Земли (Модель НИИЯФ-91). Москва: Препринт НИИЯФ МГУ-91-37/241, 1991.
 19. *Ginet G.P., O'Brien T.P., Huston S.L. et al.* AE9, AP9 and SPM: new models for specifying the trapped energetic particle and space plasma environment // *Space Sci. Rev.* 2013. V. 179. № 1–4. P. 579–615.
 20. *Логачев Ю.И., Базилевская Г.А., Власова Н.А. и др.* Каталог солнечных протонных событий 24-го цикла солнечной активности (2009–2019 гг.). М.: МЦД, 2022.
 21. Method of the solar energetic protons fluences and peak fluxes determination. ISO/TR 18147. Space environment (natural and artificial). 2014.
 22. *Crane L.* Predicting space weather, protecting satellites // *Eos*. 2016. V. 97. <https://doi.org/10.1029/2016EO056621>
 23. *Chen Y., Reeves G.D., Fu X., Henderson M.* PreMeV-E: New predictive model for mega-electron-volt electrons inside Earth's outer radiation belt // *Space Weather*. 2019. V. 17. № 3. P. 438–454. <https://doi.org/10.1029/2018SW002095>
 24. *Agostinelli S., Allison J., Forti A. et al.* GEANT4 – a simulation toolkit // *Nuclear instruments and methods in physics research*. 2003. V. 506. № 3. P. 250. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
 25. *Kalegaev V., Panasyuk M., Myagkova I. et al.* Monitoring, analysis and post-casting of the Earth's particle radiation environment during February 14–March 5, 2014 // *J. Space Weather and Space Climate*. 2019. V. 9. P. A29. <https://doi.org/10.1051/swsc/2019029>
 26. *Daly E.L., Lemaire J., Heynderickx D., Rodgers D.J.* Problems with models of the radiation belts // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 1996. V. 43. № 2. <https://doi.org/10.1109/23.490889>
 27. *Boscher D., Bourdarie S., O'Brien P., Guild T.* IRBEM library. 2004–2008.
 28. *Логачев Ю.И., Базилевская Г.А., Дайбог Е.И. и др.* Новый параметр в описании событий СКЛ – энергия баланса между солнечными и галактическими протонами // *Ядерная Физика*. 2018. Т. 81. № 3. С. 371–376. <https://doi.org/10.7868/S0044002718030121>
 29. *Сосновец Э.Н., Ковтюх А.С., Тельцов М.В. и др.* Исследование динамики магнитосферных плазменных доменов по данным измерений горячей плазмы и энергичных частиц радиационных поясов Земли // *Информационный бюллетень РФФИ*. 1999. Т. 7. № 2. С. 131.
 30. *Li Y.-X., Yue C., Hao Y.-X. et al.* The characteristics of three-belt structure of sub-MeV electrons in the radiation belts // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2021. V. 126. P. e2021JA029385. <https://doi.org/10.1029/2021JA029385>

УДК 523.985.3523.988550.385

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В МАГНИТОСФЕРНОМ ТОКОВОМ СЛОЕ И В ТОКОВЫХ СЛОЯХ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

© 2022 г. И. В. Зимовец^{1, *}, А. С. Лукин^{1, 2}, А. В. Артемьев^{1, 3}¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия²Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия³Калифорнийский университет, Лос-Анджелес, США

*ivanzim@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 11.05.2022 г.

После доработки 29.06.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

Пересоединение магнитных силовых линий представляет собой универсальный процесс высвобождения запасенной энергии магнитного поля и ее трансформации в тепловую энергию плазмы и энергию ускоренных заряженных частиц. Инициализация и протекание процесса магнитного пересоединения существенным образом связана с динамикой пространственно локализованной области сильных плазменных токов – токового слоя. Две наиболее изученные космические магнито-плазменные системы, содержащие токовые слои, – это хвостовая область земной магнитосферы и области с близко расположенными вытянутыми силовыми линиями магнитного поля противоположной полярности в солнечной короне (в частности, лучи корональных стримеров и эруптивные вспышки). Однако, если для земной магнитосферы основным источником информации о структуре и динамике токовых слоев являются многочисленные прямые измерения спутниковых миссий, то для солнечной короны некоторые характеристики токового слоя могут восстанавливаться на основе удаленных наблюдений квазипериодических осцилляций. Как следствие, для прояснения возможных механизмов, ответственных за данные осцилляции, представляется актуальным сопоставление свойств осцилляций токового слоя земной магнитосферы и токовых слоев солнечной короны. Именно такому сравнительному анализу и посвящена данная работа, в которой приводится небольшой обзор имеющейся информации о квазипериодической динамике магнитосферного токового слоя и обсуждается вероятная интерпретация данной динамики в терминах и параметрах наблюдений квазипериодических процессов в токовых слоях солнечной короны.

DOI: 10.31857/S0023420622060127

1. ВВЕДЕНИЕ

Формирование пространственно локализованной области с сильным током, токового слоя, и последующая неустойчивость такого слоя, приводящая к пересоединению силовых линий магнитного поля, является достаточно универсальным механизмом трансформации энергии магнитного поля в нагрев плазмы и ускорение заряженных частиц [21, 115, 108]. Похожие сценарии динамики магнитных полей и плазмы реализуются в магнитосферах планет [68], солнечном ветре [57, 113], солнечной короне [12, 115] и ряде астрофизических систем [4, 136]. При этом наиболее изученной системой с токовым слоем и магнитным пересоединением, помимо различных лабораторных экспериментов [49, 51, 158, 151], является хвостовая область земной магнитосферы [56]. Благодаря роли магнитного пересоединения магнитосферного токового слоя в ди-

намике радиационных поясов [19] и возмущениях ионосферы и магнитного поля на авроральных широтах [37], существенные усилия многочисленных спутниковых миссий [2, 24, 43] направлены на детальное изучение структуры и динамики плазмы и магнитных полей данного слоя [109, 123]. Следующими в списке на детальное изучение стоят многочисленные токовые слои, формирующиеся в активных областях (или над ними) солнечной короны. Магнитное пересоединение в данных слоях является триггером корональных выбросов массы (КВМ) – основного явления в гелиосфере, ответственного за космическую погоду на Земле [127, 152]. Ввиду сильной аналогии процесса магнитного пересоединения в токовых слоях солнечной короны и земной магнитосферы, закономерными являются многочисленные попытки провести детальное сопоставление этих процессов [11, 18, 137, 140]. Важность таких сопо-

ставлений связана с отсутствием прямых измерений плазмы и магнитного поля в корональных токовых слоях, при большом богатстве таких измерений в магнитосферных слоях. Как следствие, рассматривается возможность использовать многочисленные спутниковые измерения в хвостовой области магнитосферы для улучшения интерпретации результатов всевозможных не прямых измерений параметров плазмы и магнитных полей в токовых слоях солнечной короны [11, 118].

Следует отметить, что несмотря на общую схожесть процессов формирования интенсивных токов и их динамику, приводящую к магнитному пересоединению в токовых слоях земной магнитосферы и солнечной короны [11, 18, 137, 140], параметры плазмы и магнитного поля в этих системах существенно отличаются. Для токового слоя хвостовой области земной магнитосферы характерным является сильная вариация плазменного β (отношение теплового давления плазмы к магнитному давлению) поперек токового слоя: β достигает сотен в области локализации тока и падает до 1/10 на границах слоя [15]. Таким образом, магнитосферный токовый слой представляет собой область высоких β , и многие динамические процессы (включая различные моды колебаний) доминированы диамагнитными эффектами сжимаемых возмущений с жесткой антикорреляцией возмущений давления плазмы и давления магнитного поля. Для токовых слоев солнечной короны, напротив, характерным является режим малого β (сильные магнитные поля). Однако в непосредственной близости (пространственной и временной) от области магнитного пересоединения, интенсивность магнитного поля падает и вклады давления плазмы, обеспечивающие поперечные токи, растут, что приближает токовые слои солнечной короны к слоям земной магнитосферы. Наиболее выраженное сходство и по плазменным характеристикам и по геометрии магнитного поля можно наблюдать для слоев, формирующихся в корональных стримерах [38, 106, 107, 122].

Одним из наиболее перспективных направлений сопоставления токовых слоев хвостовой области земной магнитосферы и активных областей солнечной короны является, по всей видимости, сопоставление проявлений различных квазипериодических процессов, приводящих к динамике плазменных характеристик в токовых слоях [99, 101, 105, 161]. Если для магнитосферного токового слоя такие процессы представляют скорее второстепенный интерес по сравнению с наиболее важным динамическим явлением — формированием интенсивного тонкого токового слоя непосредственно перед магнитным пересоединением [111, 123], то для токовых слоев солнечной короны удаленное наблюдение квазипериодических процессов позволяет восстановить напрямую неиз-

меряемые характеристики плазмы и магнитного поля [1, 35, 89]. Так как мелкоамплитудные и низкоамплитудные периодические колебания силовых линий магнитного поля, плотности плазмы и плотности тока сохраняют свойства собственных мод крупномасштабных плазменных систем, то периоды этих колебаний и скорости их распространения зависят от фоновых плотностей и полей, что и позволяет дать оценку на амплитуды фоновых характеристик (наиболее разработана данная методика для колебаний систем корональных петель, см. [100, 102–104]). Однако геометрия магнитного поля, существенные градиенты плотности и давления плазмы в токовых слоях сильно осложняют теоретическую интерпретацию наблюдаемых осцилляционных мод, и, как следствие, дополнительная информация, которую можно получить в рамках изучения непосредственно измеряемых спутниками колебаний магнитосферного токового слоя, может оказаться очень полезной.

Для данной обзорной работы из многочисленных динамических явлений в магнитосферном токовом слое нами выбраны четыре квазипериодических процесса: (а) “вертикальные” крупномасштабные осцилляции токовых слоев (т.е. flapping waves [124, 129]), (б) изгибные деформации токовых слоев (т.н. tilted current sheet [125, 143]), (в) мелкоамплитудные сжимаемые осцилляции, представленные различными типами т.н. магнитных дыр [14, 135], (г) кинетические альфвеновские волны, наблюдаемые в окрестностях областей магнитного пересоединения и сильных плазменных потоков [26, 149]. Основным критерием, по которому был осуществлен выбор этих типов квазипериодических процессов в магнитосферном токовом слое, является критерий наличия существенного пространственно-периодического возмущения плотности тока и/или плотности плазмы, так как именно такие возмущения могут быть задетектированы в удаленных наблюдениях излучения от токовых слоев солнечной короны.

2. ОСЦИЛЛЯЦИИ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В МАГНИТОСФЕРЕ И КОРОНЕ

В этом разделе разобраны основные характеристики четырех типов квазипериодических процессов, наблюдаемых в токовом слое земной магнитосферы, и для каждого из этих типов приведены возможные аналогии с участием токовых слоев в солнечной короне.

На рис. 1 схематично показана конфигурация силовых линий, плотности плазмы и тока в магнитосферном токовом слое в спокойном состоянии и при развитии каждого из этих процессов. В рамках описания магнитосферного токового слоя используется геоцентрическая солнечно-

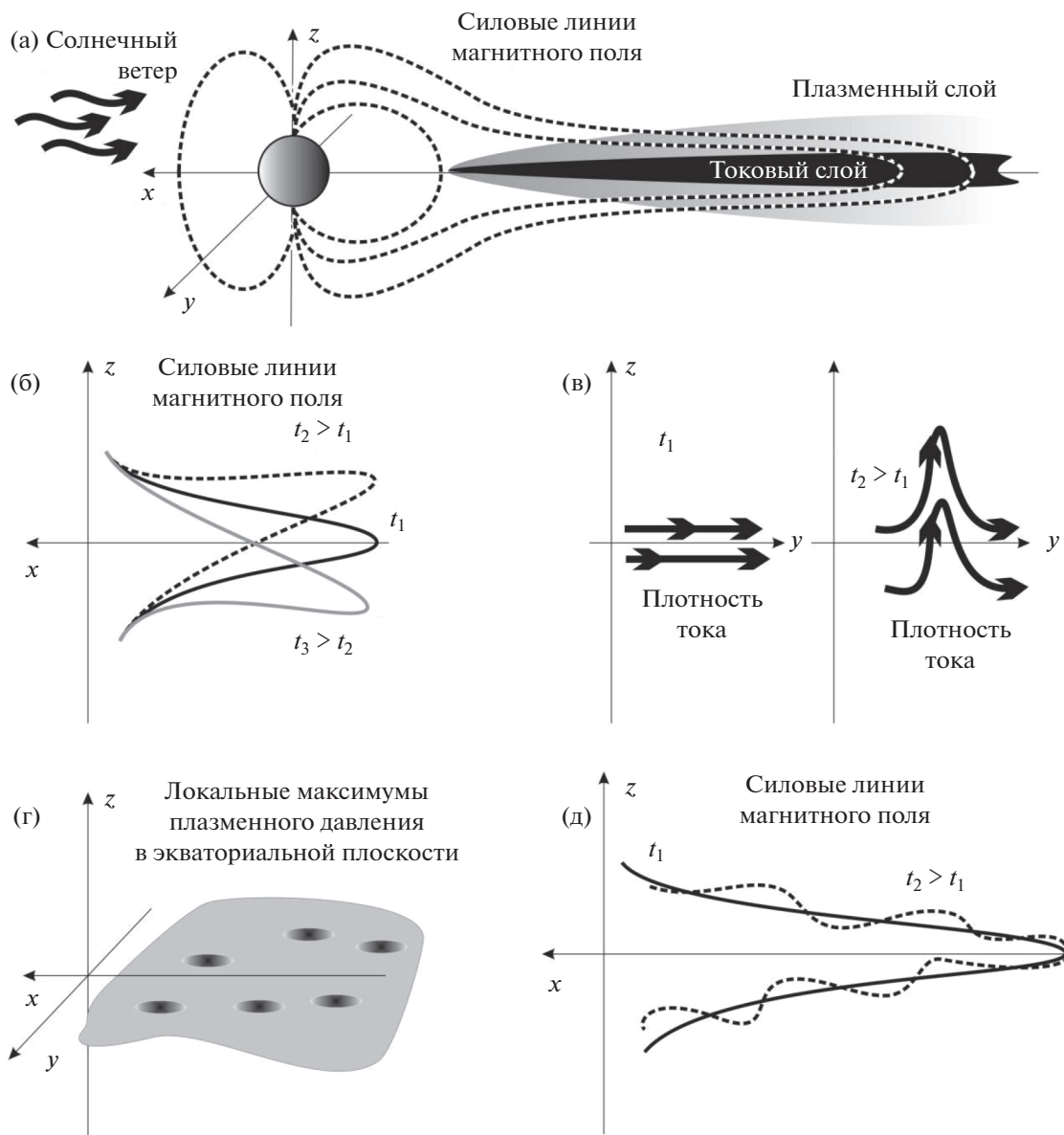


Рис. 1. Схематичное изображение токового слоя земной магнитосферы (а) и деформаций слоя при развитии: вертикальных крупномасштабных осцилляций (б), изгибных деформаций (в), мелкомасштабных сжимаемых возмущений (г), кинетических альфвеновских волн (д).

магнитосферная (geocentric solar magnetospheric, GSM) система координат с осью x , направленной от Земли на Солнце, осью z , направленной вдоль проекции направления магнитного диполя Земли на плоскость, перпендикулярную оси x , и ось y дополняет правую тройку векторов. Конфигурация токового слоя хвостовой области магнитосферы в такой системе включает основную компоненту магнитного поля, B_x , меняющую знак на магнитном экваторе, в окрестности $z = 0$ (положение магнитного экватора и $z = 0$ плоскости может не совпадать из-за наклона магнитного диполя), и поддерживаемую током j_y , локализованном в

окрестности экватора на масштабах токового слоя ($|z| < L$, где L – толщина токового слоя), и компоненту $B_z > 0$ с градиентом $\partial B_z / \partial x > 0$.

Имея малую толщину порядка ионного гирорадиуса, что составляет ~ 0.1 – 100 м в солнечной короне, токовые слои сложно наблюдать на Солнце современными телескопами с характерным пространственным разрешением ~ 100 – 1000 км. Тем не менее, токовые слои окружены значительно более широкими слоями относительно более плотной и горячей плазмы, излучение от которых возможно детектировать различными способами и в различных спектральных диапазонах [30, 31,

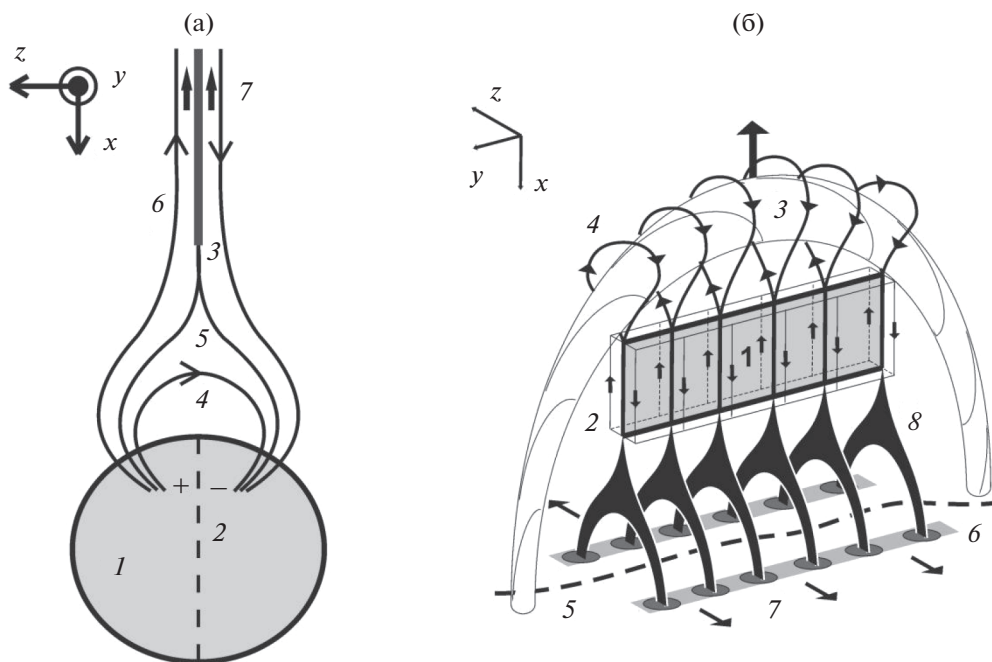


Рис. 2. Схематичная иллюстрация объектов на Солнце, содержащих токовые слои – коронального стримера в минимуме солнечной активности (а) и эруптивной солнечной вспышки (б). Направления осей координат выбраны по аналогии с системой GSM. Рисунок на (б) адаптирован из [116].

117, 119, 120, 147]. Среди таких объектов – квази-вертикальные шлемовидные лучи корональных стримеров (рис. 2а) [114, 148] и плазменные слои вокруг токовых слоев, формирующихся в результате вытягивания замкнутых силовых линий во время эруптивных солнечных вспышек (рис. 2б) [91, 116]. На рис. 2а с корональным стримером показаны: фотосфера Солнца (1), солнечный экватор (2), токовый слой (3), находящийся в центральной части лучей стримера, состоящих из открытых силовых линий (6), вдоль которых могут течь неоднородные потоки плазмы (7). Под слоем находится касп (5) над замкнутыми корональными петлями (4). Стримеры являются более крупномасштабными (несколько солнечных радиусов R_{\odot} в длину) квазистационарными (сутки и более) объектами, тогда как токовые слои, связанные с эруптивными вспышками, более компактные (обычно доли R_{\odot} в длину) короткоживущие (десятки минут–часы) динамичные объекты. Предполагается, что в первом случае токовый слой находится на границе ($B_x = 0$ на рис. 2а) между противоположно направленными открытыми силовыми линиями магнитного поля, проявляемыми при солнечных затмениях или на изображениях коронографов в виде квази-вертикальных лучей стримера на высотах более $1-2R_{\odot}$. В них наблюдаются неоднородные радиальные потоки плазмы, движущиеся со скоростями ~ 150 км/с на высоте $\sim 5R_{\odot}$ и достигающими ~ 300 км/с на $\sim 25R_{\odot}$ (Sheeley et al.,

1997). Во втором случае, квази-вертикальный токовый слой (1 на рис. 2б) возникает над линией инверсии магнитной полярности (5 на рис. 2б) под эруптивным магнитным жгутом (3 на рис. 2б), вытягивающим окружающие его силовые линии (4 на рис. 2б). В результате пересоединения в слое происходит нагрев плазмы и ускорение частиц, которые идут вниз по силовым линиям и тормозятся в плотной плазме в подножиях силовых линий (в переходном слое и хромосфере), в результате чего там наблюдаются источники тормозного жесткого рентгена (выше ~ 20 кэВ; 7 на рис. 2б). Нагреваемая высыпавшимися энергичными частицами и тепловыми потоками плотная плазма высвечивает в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах в виде вспышечных лент (6 на рис. 2б), а “испаряемая” наверх горячая плазма заполняет замкнутые вспышечные петли, которые светятся в диапазонах мягкого рентгена и экстремального ультрафиолета (8 на рис. 2б) (см. обзоры [17, 48]). Отметим, что рассматриваемые “крупномасштабные” токовые слои в солнечной короне являются принципиально трехмерными объектами, вытянутыми как в вертикальной плоскости (вдоль оси x на рис. 2), так и вдоль оси y . Последнее обусловлено тем, что эруптивные вспышки происходят не в плоских двухмерных петлях, а в вытянутых вдоль линии инверсии магнитных аркадах с широм, тогда как наблюдаемые на двумерных изображениях плоские стримеры в действительности представ-

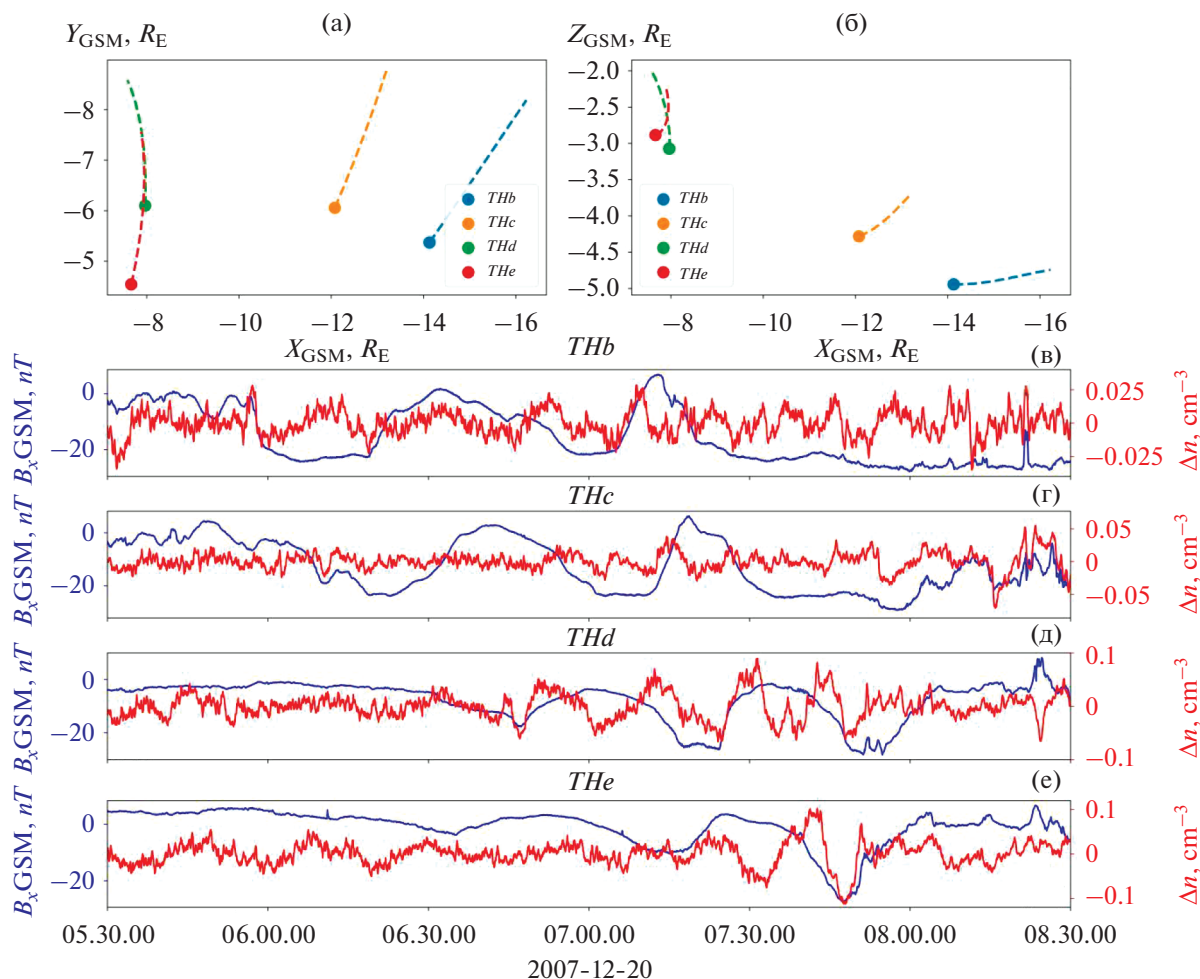


Рис. 3. Пример наблюдения вертикальных осцилляций магнитосферного токового слоя: (а)–(б) расположение спутников миссии THEMIS в экваториальной плоскости и плоскости $Y_{\text{GSM}} = 0$, (в)–(е) профили магнитного поля B_x и плотности плазмы с нескольких спутников THEMIS.

ляют собой проекцию протяженного пояса стримеров на картинную плоскость [44, 45].

2.1. Вертикальные осцилляции токового слоя

Одним из наиболее распространенных типов осцилляций токового слоя являются так называемые flapping осцилляции [125, 128, 159]. Рис. 3 показывает пример таких осцилляций. Речь идет о вертикальных, вдоль z , движениях токового слоя, как целого, без существенной деформации силовых линий магнитного поля [112]. Такие движения периодичны и наблюдаются спутниками как серия пересечений нейтральной плоскости токового слоя $B_x = 0$. Вертикальные осцилляции токового слоя крупномасштабны, и часто наблюдаются сильно разнесенными в пространстве спутниками [124, 154]. Скорость вертикальных колебаний порядка ~ 10 км/с, что существенно меньше альфвеновских (~ 100 – 1000 км/с) и тепловых (для протонов ~ 500 – 2000 км/с) скоро-

стей в токовом слое [129]. Таким образом, речь идет об ультра-низко-частотных колебаниях, при которых меняют вертикальное положение как область пространственной локализации плотности тока (токовый слой, расположенный в окрестности $B_x = 0$), так и область пространственной локализации плотности плазмы (плазменный слой) (см. рис. 3).

В качестве основных причин развития таких вертикальных колебаний принято рассматривать быстрые потоки плазмы от области магнитного пересоединения (см. обсуждения в [129]) и собственные неустойчивости токового слоя [40, 52, 55, 157]. Наиболее естественной неустойчивостью, которая могла бы вызвать такие осцилляции, является изгибная неустойчивость токового слоя, развивающаяся за счет сильных потоков ионов, переносящих ток [33, 60]. Однако соответствующие ей частоты существенно превышают частоты вертикальных осцилляций слоя. Более того, в токовых слоях земной магнитосферы за

счет формирования сильных электрических полей, поляризующих токовый слой [20, 63, 156], потоки ионов практически отсутствуют и весь ток переносится электронами [7, 93, 94]. Для такой конфигурации токового слоя была предложена неустойчивость “двойного градиента” [41], которая раскачивается в пространственно локализованных областях с $\partial B_z / \partial x < 0$. Теоретический анализ данной неустойчивости [42, 76, 77] и сопоставление со спутниковыми данными [79] показывают перспективность данной неустойчивости в описании формирования вертикальных осцилляций токового слоя.

С точки зрения наблюдений токовых слоев в солнечной короне, такие вертикальные осцилляции плотности тока и плотности плазмы должны проявляться в виде квазипериодических пространственных смещений областей излучения. Визуально похожими на вертикальные осцилляции магнитосферного токового слоя являются поперечные волновые движения луча стримера, обычно распространяющиеся от Солнца (в направлении $-x$ на рис. 2а) по данным наблюдений коронографов в белом свете (томсоновское рассеяние оптических фотонов на свободных электронах плазмы). В основном осцилляции стримеров возбуждаются посредством импульсного взаимодействия с корональным выбросом массы — КВМ [28, 35, 84]. Однако известен случай наблюдения возбуждения осцилляций стримера без КВМ, который был интерпретирован как следствие развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца [46]. Характерные периоды осцилляций стримеров составляют десятки–сотни минут, длины волн несколько солнечных радиусов R_\odot , амплитуда смещения доли солнечного радиуса, фазовые скорости $\sim 300\text{--}750$ км/с, что больше скорости звука и соответствует характерным для короны альфвеновским скоростям. Наблюдается линейная корреляция между длиной волны и периодом осцилляций. При этом не выявлено связи между скоростью КВМ и фазовой скоростью волны. Это указывает на то, что фазовая скорость волны определяется скорее свойствами самого стримера, а не КВМ. Исходя из обозначенных свойств, волновые движения стримеров интерпретируются обычно как быстрые магнитозвуковые изгибные волны. Аналогом движения плазмы со скоростями быстрых магнитозвуковых волн в магнитосфере являются быстрые плазменные потоки [3, 16], возбуждающие вертикальные колебания токового слоя [129]. Таким образом, существует некоторая аналогия между такими вертикальными колебаниями магнитосферного слоя и осцилляциями стримеров.

Схожие волновые движения с периодом около 0.5 ч также были детектированы в вытягивающемся под КВМ квазивертикальном слое (тол-

щиной до $0.1R_\odot$), наблюдаемом в белом свете и интерпретированном [92] как квазивертикальный пересоединяющийся токовый слой. Известный (и, вероятно, пока единственный) случай пространственно-разрешенных наблюдений поперечных осцилляций “горячего” токового слоя во время эруптивной вспышки был представлен в работе [89]. Анализ дифференциальной меры эмиссии, выполненный на основе наблюдений в каналах экстремального ультрафиолетового излучения *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) на борту *Solar Dynamics Observatory* (SDO), показал температуру плазмы вокруг токового слоя 5–10 МК (≤ 1 кэВ), уменьшающуюся с высотой. Осцилляции имели период около 11 мин, амплитуду 1.5 Мм при видимой в ультрафиолете длине слоя ~ 50 Мм и толщине 2–4 Мм, фазовую скорость 200 ± 30 км/с (порядка тепловой скорости и сопоставимой с альфвеновской скоростью в короне). Как и в случае осцилляций стримеров, эти осцилляции вспышечного токового слоя были интерпретированы как быстрые изгибные волны.

Таким образом, на данный момент, интерпретация наблюдаемых поперечных осцилляций токовых слоев в короне существенным образом привязана к оценкам фазовой скорости волны и ее сопоставлению с локальной альфвеновской скоростью, в то время как интерпретация вертикальных осцилляций токового слоя в магнитосфере Земли указывает на малые фазовые скорости самих колебаний, но не исключает больших скоростей плазменных потоков, возбуждающих такие колебания. Однако точно измерить альфвеновскую скорость в солнечной короне пока нельзя, из-за невозможности надежно измерить магнитное поле в короне, к тому же оценки концентрации плазмы из анализа ультрафиолетового и оптического излучения тоже могут иметь большие погрешности. Поэтому нельзя исключать, что по крайней мере часть наблюдаемых поперечных осцилляций корональных токовых слоев могут соответствовать малым, по отношению к альфвеновской, фазовым скоростям и иметь другое объяснение, в частности основанное на неустойчивости “двойного градиента”.

2.2. Изгибные деформации токового слоя

Если в центральной (около полуночи, $y = 0$) области магнитосферного токового слоя основным типом крупномасштабных осцилляций являются вертикальные осцилляции, то на флангах магнитосферы спутники наблюдают изгибные деформации слоя. Рис. 4 приводит пример таких деформаций. Речь идет об изгибах области максимальной плотности тока в плоскости (z, y) , с последующим распространением таких изгибов на фланги магнитосферы. Изгиб токового слоя

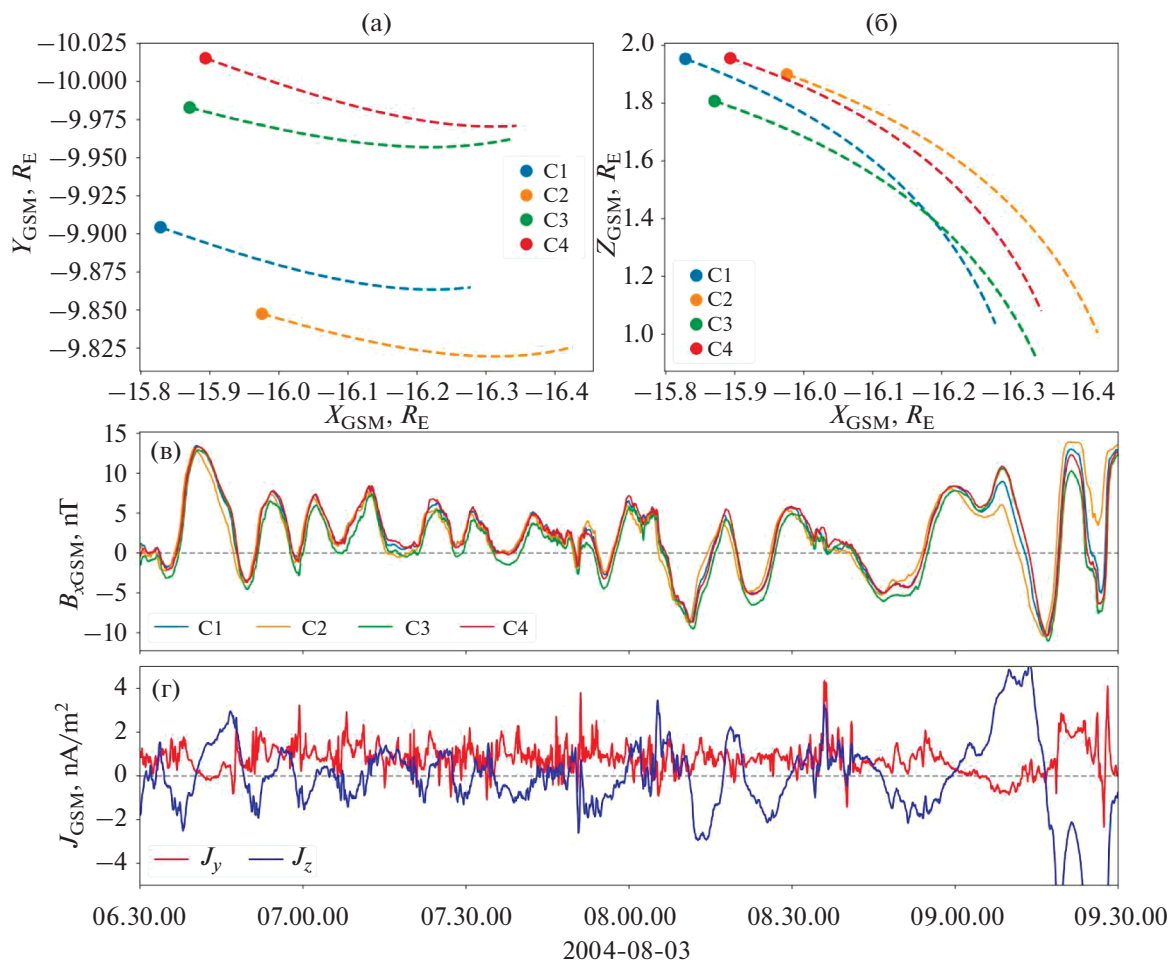


Рис. 4. Пример наблюдения изгибных деформаций магнитосферного токового слоя: (а)–(б) расположение спутников миссии *Cluster* в экваториальной плоскости и плоскости $Y_{GSM} = 0$, (в) профили магнитного поля B_x четырех спутников, (г) профиль плотности тока, посчитанного по методу градиентов магнитного поля.

характеризуется двумя существенными изменениями в его конфигурации: формированием сильно “вертикального” тока вдоль z [125, 143] и уменьшением толщины токового слоя (увеличением плотности тока [110]). Скорость распространения изгибных деформаций на фланги варьируется от 10 до 100 км/с, и, таким образом, приближается к типичным скоростям дрейфа ионов в токовых слоях [157]. Тем не менее, в отличие от ионного дрейфа, направленного с восхода на закат (от $y < 0$ к $y > 0$), изгибные деформации распространяются на фланги, то есть в положительном y направлении на $y > 0$ и в отрицательном y направлении на $y < 0$ [125, 129]. Как следствие, модели дрейфовой неустойчивости токового слоя не могут объяснить формирования таких изгибных деформаций (см. обсуждение в [69, 129]), и основной рабочей моделью является модель “двойного градиента”, предсказывающая неустойчивость токового слоя в отсутствие дрейфа ионов [41], когда направление распространения деформации

слоя может задать источник колебаний, например быстрый плазменный поток на $y \sim 0$ [42].

Важной для динамики токовых слоев солнечной короны особенностью изгибных деформаций токового слоя является существенный рост интенсивности тока на изгибах слоя, где ток преимущественно течет вдоль силовых линий магнитного поля (см. рис. 4 и [143]). Такие пространственно локализованные периодические всплески плотности тока могут приводить к периодическим пересоединениям силовых линий магнитного поля (см. описание неустойчивости “двойного градиента” для токовых слоев в солнечной короне в [5]).

По всей видимости, напрямую изгибные деформации токовых слоев в короне пока не наблюдаются современными телескопами. Тем не менее, имеются косвенные свидетельства, которые могут интерпретироваться в рамках этого сценария. Из наблюдений солнечных вспышек известно, что область магнитного пересоединения может перемещаться вдоль линии инверсии

магнитной полярности (вдоль оси y в GSM, см. рис. 26). Это проявляется в виде: 1) систематического последовательного возгорания “горячих” петель вспышечной аркады, наблюдаемых в диапазонах мягкого рентгеновского и экстремально-го ультрафиолетового излучения [121, 146], 2) систематического перемещения источников жесткого рентгеновского излучения от подножий к подножиям петель вспышечной аркады [22, 58, 83] и систематического перемещения микроволновых источников вдоль вершины аркады [72, 82], 3) сопровождения вспышки последовательными всплесками (или квазипериодическими пульсациям, КПП) вспышечного излучения в различных диапазонах спектра (чаще, нетеплового жесткого рентгеновского и радио излучения). Скорости перемещения источников $\sim 10\text{--}200$ км/с, что меньше характерных звуковой и альфвеновской скоростей во вспышечных аркадах. Расстояние между соседними источниками составляет $\sim 1\text{--}10$ Мм, которое можно рассматривать как длину волны деформации слоя, период пульсаций $\sim 1\text{--}100$ с. В работе [5] показано, что при вполне реалистичных характеристиках токового слоя в короне мода перетяжек рассматриваемой деформации удовлетворяет указанным параметрам. Однако надо отметить, что этот механизм является не единственным для объяснения перечисленных наблюдательных свойств солнечных вспышек (см. обсуждение в [161]) и нужно искать дополнительные способы его проверки. Необходимо отметить, что само магнитное пересоединение, ускорение частиц и испускаемого ими электромагнитного излучения не моделировалось в работе [5] и это представляет значительный интерес для дальнейшего поиска наблюдательных проявлений этого механизма. Ситуация осложняется тем, что процесс пересоединения развивается как вдоль тока (по y в GSM), так и поперек тока, в вертикальном направлении (по x в GSM). Во время вспышек последнее проявляется в виде расхождения вспышечных лент и парных источников жесткого рентгена в подножиях петель вспышечной аркады в разные стороны от линии инверсии магнитной полярности.

2.3. Мелкомасштабные низкочастотные осцилляции

Вертикальные и изгибные деформации токового слоя достаточно крупномасштабны, чтобы изменять конфигурацию всего слоя, в то время как сам слой может служить фоном для мелкомасштабных деформаций. Характерными для магнитосферного токового слоя и представляющими интерес в контексте сопоставления с данными наблюдений токовых слоев в солнечной короне являются деформации типа “магнитных дыр”. Магнитные дыры — это локальные мини-

мумы интенсивности экваториального магнитного поля B_z , заполненные горячей плазмой [14, 53]. Размеры магнитных дыр варьируются от суб-ионных масштабов в несколько сотен км [54, 135, 160] до масштабов, сопоставимых с толщиной токового слоя [138]. Основными механизмами, ответственными за генерацию магнитных дыр, принято считать зеркальную неустойчивость [25, 80] или ее аналог в плазме с много-температурной электронной популяцией [62, 133]. При этом магнитные дыры представляют собой нелинейные самосогласованные магнито-плазменные равновесия [81, 88, 132], которые достаточно долго могут дрейфовать в плазменном потоке токового слоя.

На рис. 5 показан пример наблюдений магнитных дыр в хвостовой области земной магнитосферы. Для данного события сопоставление токов, рассчитанных по прямым измерениям плазмы и по оценке градиента магнитного поля, показало, что скорость распространения магнитных дыр не превышает нескольких десятков км/с [135, 160], что существенно меньше локальных альфвеновских и тепловых скоростей. Таким образом, речь идет о пространственно локализованных пиках плазменного давления, медленно распространяющихся в плоскости токового слоя. Такие пики давления являются источниками параллельных токов и видны в проекции на ионосферу Земли как мелкомасштабные флуктуации потоков высыпавшихся электронов [134]. Как следствие, формирование таких магнитных дыр в токовых слоях солнечной короны (речь идет о достаточно больших расстояниях, на которых плазменная β будет существенной для формирования подобных диамагнитных структур) может проявлять себя в локализованных и мелкомасштабных пиках светимости, соответствующих пикам плазменного давления (потока энергии заряженных частиц). Следует отметить, что высоко в короне на расстояниях $\sim 36R_\odot$ и более от Солнца действительно фиксируются магнитные дыры, переносимые потоком солнечного ветра от солнечной короны [153] на огромные расстояния [126].

В силу малости пространственного масштаба этих неоднородностей их сложно напрямую наблюдать (т.е. пространственно разрешать) современными телескопами в токовых слоях в короне. Тем не менее, мелкомасштабные неоднородности концентрации плазмы все же обнаруживаются в короне, в частности, по наблюдениям радиовсплесков IIIb типа или стрия всплесков [34, 75]. Обычные радиовсплески III типа являются быстродрейфующими всплесками (десятки—сотни МГц/с и выше), связанными с прохождением популяции (пучка) ускоренных ($\sim(0.1\text{--}0.6)c$) электронов через плазму короны. Они возбуждают ленгмюровские колебания плазмы на плазменной частоте и гармонике, которые трансформируются в

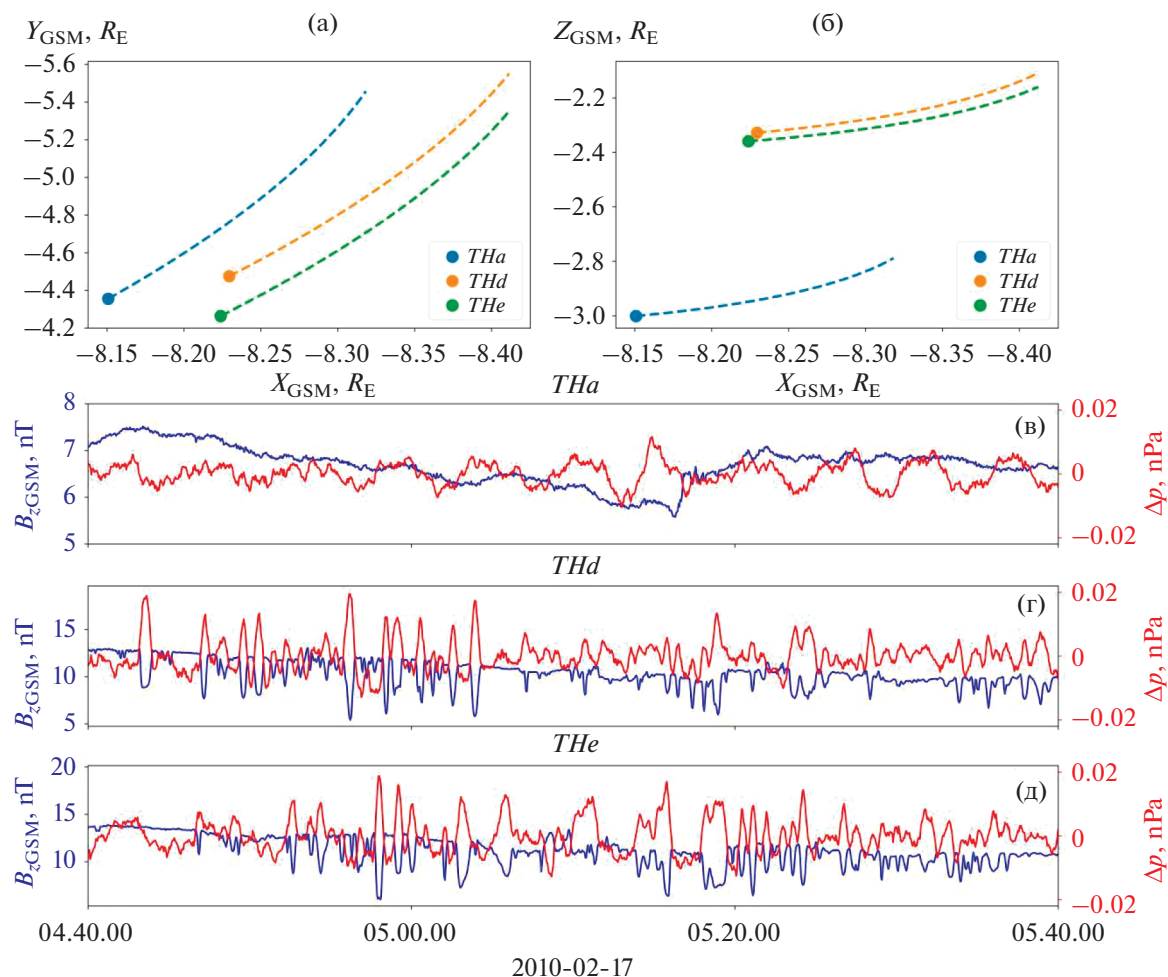


Рис. 5. Пример мелкомасштабных сжимаемых флуктуаций в магнитосферном токовом слое: (а)–(б) расположение спутников миссии *THEMIS* в экваториальной плоскости и плоскости $Y_{\text{GSM}} = 0$, (в)–(д) профили магнитного поля B_z и флуктуаций плазменного давления с трех спутников *THEMIS*.

электромагнитные волны (в короне частоты сотни-десятки МГц). Так как концентрация плазмы падает с высотой в короне, наблюдается частотный дрейф всплеска от высоких частот к низким. Во всплесках IIIb типа наблюдается модуляция интенсивности излучения в виде узкополосных (~ 30 – 300 кГц) квазипериодических полосок (стрий) со значительно меньшей скоростью дрейфа (до ~ 0.3 МГц/с). Эти полоски могут быть связаны с неоднородностями концентрации плазмы порядка $\Delta n/n \sim \times 10^{-3}$ [74, 130]. Характерный размер и скорость распространения этих плазменных неоднородностей 200–800 км и 400–800 км/с, соответственно [73, 130]. Их скорость превышает тепловую скорость плазмы и может быть близка к альфвеновской скорости в короне. По этой причине считается, что такие квазипериодические флуктуации плазмы могут быть вызваны модуляцией быстрыми магнитозвуковыми волнами [73]. Так как скорости обсуждаемых мелкомасштаб-

ных низкочастотных осцилляций токового слоя ниже тепловой и альфвеновской скоростей, то маловероятно, что всплески IIIb типа связаны напрямую с ними. Однако всплески IIIb типа наглядно демонстрируют, что имеющимися радиоспектрометрами и многочастотными радиогелиографами (например, *LOFAR*) вполне можно было бы детектировать мелкомасштабные (порядка толщины плазменного слоя вокруг токового слоя) низкоамплитудные флуктуации концентрации плазмы в корональном токовом слое при распространении вдоль него (вдоль оси x в GSM) пучка энергичных ($v \sim (0.1$ – $0.6)c$) электронов, ускоренных в области пересоединения в слое. В дальнейшем представляет интерес исследовать спектры флуктуаций всплесков III и IIIb типов, связанных с прохождением пучков энергичных электронов вдоль токовых слоев в корональных стримерах для сопоставления со спектрами мелкомасштабных осцилляций, детектируемых в магнитосферном токовом слое.

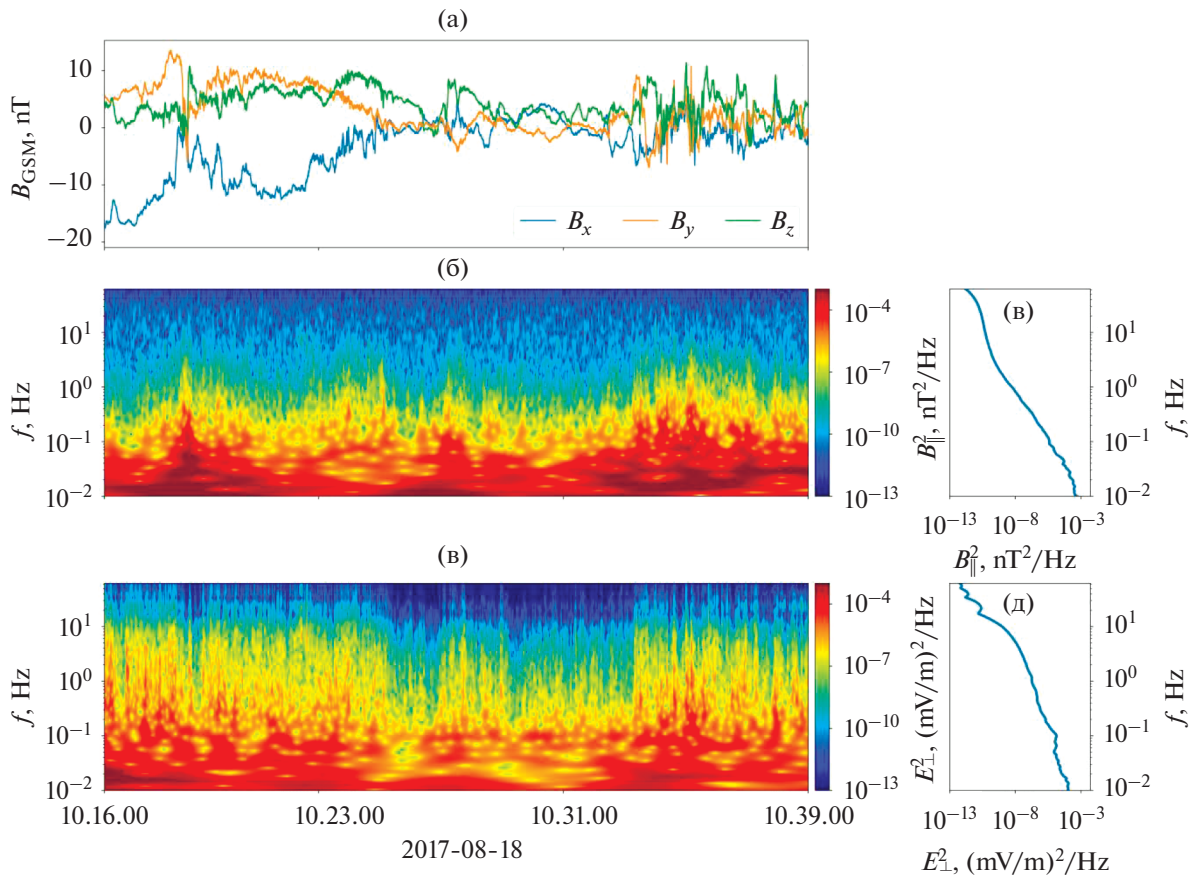


Рис. 6. Пример кинетических альфвеновских волн в магнитосферном токовом слое: (а) три компоненты магнитного поля со спутника *MMS1*, (б) вейвлет спектр вариации продольной компоненты магнитного поля, (в) усредненный за период наблюдения вейвлет спектр вариации продольной компоненты магнитного поля, (г) вейвлет спектр вариации поперечной компоненты электрического поля, (д) усредненный за период наблюдения вейвлет спектр вариации поперечной компоненты электрического поля.

2.4. Кинетические альфвеновские волны

Альфвеновские волны – наиболее распространенный тип низкочастотных колебаний в космической плазме, однако эти волны несжимаемые и не переносят флуктуаций плотности, что делает их существенно менее интересными при изучении осцилляций в токовых слоях солнечной короны. Однако, спутниковые наблюдения в магнитосферном токовом слое показали, что при наличии популяции горячих ионов дисперсионное соотношение альфвеновских волн меняется, и сами волны трансформируются в кинетические альфвеновские волны, КАВ [139]. КАВы распространяются под углом к внешнему магнитному полю и за счет эффекта конечного гирорадиуса ионов переносят параллельное электрическое поле и флуктуации плотности [78, 96, 98, 142]. В спутниковых наблюдениях КАВ определяются по широкому спектру интенсивности волн, доминированному эффектом Доплера для коротковолновых возмущений (см. рис. 6 и [26, 27, 39]). При этом КАВ являются естественной волновой

модой для токового слоя, и их раскачка осуществляется как кинетическими неустойчивостями потоков ионов [29, 36, 90], так и трансформацией низкочастотных флуктуаций в КАВ [85, 87]. Важной особенностью КАВ является перенос сильных параллельных токов [86, 95] и ускорение электронов параллельными полями [9, 32, 97]. Соответствующие квазипериодические “высыпания” ускоренных электронов и потоки энергии из хвостовой области магнитосферы в ионосферу наблюдаются в виде излучения на наземных камерах [70, 71].

Можно провести следующую аналогию с солнечными вспышками. Предположим, пересоединяющийся токовый слой находится в солнечной короне на высоте $h \sim 10^4 - 10^5$ км над фотосферой и в нем ускоряются электроны до начальной энергии $\sim 10 - 100$ кэВ (со скоростью $v \sim 10^4 - 10^5$ км/с). Покинувшие область ускорения электроны распространяются вдоль пересоединившихся силовых линий магнитного поля вниз к подножиям сило-

вых линий (см. рис. 2б). Согласно [47], часть выделенной в области пересоединения энергии трансформируется в КАВ, бегущие вниз с альфвеновской скоростью $v_A \sim 10^3 - 10^4$ км/с. Характерный период КАВ $P_{КАВ} \sim h/v_A \sim 1-100$ с. Часть популяции энергичных электронов может захватываться КАВ и приобретать дополнительную энергию [10]. Следовательно, можно ожидать, что в хромосферу будут высыпаться промодулированные с периодом $P_{КАВ}$ потоки ускоренных электронов. В результате кулоновского взаимодействия с плотной плазмой в хромосфере эти электроны будут испускать тормозное жесткое рентгеновское излучение > 10 кэВ [23, 141], поток которого будет промодулирован с характерным периодом $P_{КАВ}$. Также можно ожидать квазипериодические всплески ультрафиолетового и оптического излучения за счет модуляции нагрева хромосферной плазмы. Действительно, квазипериодические пульсации с периодами в диапазоне $\sim 1-100$ с детектируются в значительной доле солнечных вспышек [101, 161]. Дополнительно здесь отметим, не углубляясь в детали, что частотный спектр интенсивности рентгеновского излучения вспышек зачастую имеет спадающий степенной вид [59], на фоне которого могут выделяться отдельные статистически значимые пики, соответствующие квазипериодическим пульсациям [61, 67]. Вопрос о физических механизмах, ответственных за функциональный вид частотных спектров излучения вспышек, открыт. Не исключено, что это просто совпадение, но частотные спектры флуктуаций магнитного поля и электрического тока в магнитосферном токовом слое, связанных с КАВ, тоже имеют спадающий степенной вид (см. рис. 6).

Важный открытый вопрос — какова амплитуда модуляции потока ускоренных электронов, вызываемая доускорением КАВ, т.е. можно ли детектировать соответствующие квазипериодические пульсации на фоне флуктуаций и пульсаций потоков излучения, связанных с другими сопутствующими процессами и механизмами, происходящими во вспышечной области. В частности, с точки зрения наблюдений ситуация осложняется тем, что источники жесткого рентгеновского излучения не стационарны и обычно перемещаются во время вспышки на масштабах времени нескольких секунд, что связано, по всей видимости, с перемещением области пересоединения и вовлечением новых силовых линий в процесс пересоединения (см. раздел 2.2). При этом на фоне появления новых ярких источников современных рентгеновские телескопы практически не способны фиксировать источники, загоревшиеся в предыдущие моменты времени и не могут детектировать потоки их излучения на протяжении не-

скольких периодов $P_{КАВ}$. Как вариант, можно было бы попытаться детектировать квазипериодические пульсации, связанные с КАВ-модулированными высыпавшимися электронами, с помощью телескопов оптического и ультрафиолетового излучения, обладающих более высоким динамическим диапазоном. Однако здесь ситуация осложняется более комплексными и инерционными процессами высвечивания оптически толстой тепловой плазмы (время высвечивания $\tau > P$), которые могут замыкать малоамплитудные осцилляции, связанные с КАВ. Тем не менее, если в дальнейшем телескопы позволят детектировать излучения вспышек, действительно модулированные КАВ, то это может дать полезную возможность оценивать высоту токового слоя в короне, а также делать диагностику высотного профиля альфвеновской скорости на силовых линиях, по которым распространяются ускоренные частицы.

3. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Мы рассмотрели на качественном уровне наиболее распространенные и перспективные (в плане сравнения магнитосферного токового слоя и слоев в солнечной короне) квазипериодические движения токового слоя: два типа крупномасштабных осцилляций и два локализованных волновых процесса. Вертикальные и изгибные осцилляции магнитосферного токового слоя по своим характеристикам и проявлениям наиболее близки к различным типам деформаций токовых слоев корональных стримеров, конфигурация которых существенным образом напоминает конфигурацию магнитосферного слоя [18, 118, 140]. Однако, существенным и важным отличием токовых слоев корональных стримеров является наличие быстрых потоков плазмы с динамическим давлением, заметно превышающим тепловое давление плазмы. Фактически, токовый слой коронального стримера погружен в плазменный поток, и градиенты динамического давления плазмы определяют структуру слоя и конфигурацию силовых линий магнитного поля [38, 106, 107, 122]. Как следствие, развитие различных крупномасштабных деформаций токового слоя и их динамика наблюдаются в связи с быстрым потоком вдоль токового слоя. При этом в магнитосферном токовом слое быстрые плазменные потоки наблюдаются лишь как результат магнитного пересоединения [56], и даже для таких потоков вклад динамического давления в общую структуру токового слоя не столь существенен [6, 64, 65]. Тем не менее, для обеих систем (магнитосферный токовый слой и токовые слои корональных стримеров) крупномасштабные осцилляции являются характерным типом движения слоя, и, как следствие, накопленный материал по свойствам таких осцилляций в магнитосфере может оказаться край-

не полезным для моделирования и интерпретации наблюдений осцилляций токового слоя корональных стримеров.

Наблюдаемые в магнитосферном токовом слое мелкомасштабные (порядка кинетических масштабов ионов) флуктуации плазменного давления и параллельных электрических полей (магнитные дыры и кинетические альфвеновские волны) из-за своих небольших масштабов не имеют прямых аналогов в наблюдениях солнечной короны. Однако теоретические работы предсказывают формирование кинетических альфвеновских волн в токовых слоях солнечной короны [144, 145], а спутниковые наблюдения солнечного ветра указывают на формирование магнитных дыр в плазме на открытых силовых линиях [153]. Важность кинетических альфвеновских волн для токового слоя связана с их ролью в формировании эффективной проводимости в бесстолкновительной плазме [66, 155] и с возможностью ускорять электроны, высыпаящиеся в область повышенной плотности (ионосфера или хромосфера) из областей первичного энерговыделения (области магнитного пересоединения). Важность магнитных дыр обусловлена наличием пиков плазменного давления в таких структурах [135, 160] и формированием за счет градиента давления систем мелкомасштабных параллельных токов [134], играющих существенную роль в перекачке энергии из областей большого плазменного β (токовый слой в окрестности магнитного пересоединения) в области малого β (ионосфера или хромосфера).

В заключение стоит отметить, что наиболее существенным препятствием при проведении аналогий между динамическими процессами в токовых слоях хвостовой области магнитосферы и солнечной короны является заметная разница в конфигурациях магнитных полей, обусловленная разницей в плазменных β : если для магнитосферного токового слоя с большим β свойственны сильные поперечные токи, обеспеченные диамагнитным дрейфом горячих ионов, то для токовых слоев солнечной короны с малыми β более типичными являются конфигурации бессиловых токовых слоев с сильными продольными токами. Эта разница менее заметна при сопоставлении магнитосферного токового слоя и слоев корональных стримеров, но становится принципиальной для токовых слоев вспыхивающих областей солнечной короны. Как следствие, еще одним перспективным направлением дальнейших исследований аналогии данных плазменных систем является изучение бессиловых слоев в магнитосфере [50, 158]. Такие слои формируются в областях малых градиентов плазменного давления [8, 150], и существенно меньше изучены по сравнению с типичными конфигурациями магнитосферного токового слоя. Однако именно такие относительно

редкие наблюдения бессиловых токовых слоев в хвостовой области магнитосферы представляют основной интерес в контексте сопоставления их динамических свойств со свойствами токовых слоев в солнечной короне.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-72-20134).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Anfinogentov S.A., Antolin P., Inglis A.R. et al.* Novel Data Analysis Techniques in Coronal Seismology // *Space Sci. Rev.* 2022. V. 218. P. 9. <https://doi.org/10.1007/s11214-021-00869-w>
2. *Angelopoulos V.* The THEMIS Mission // *Space Sci. Rev.* 2008. V. 141. P. 5–34. <https://doi.org/10.1007/s11214-008-9336-1>
3. *Angelopoulos V., Baumjohann W., Kennel C.F. et al.* Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 4027–4039. <https://doi.org/10.1029/91JA02701>
4. *Arons J.* Pulsar Wind Nebulae as Cosmic Pevatrons: A Current Sheet's Tale // *Space Sci. Rev.* 2012. V. 173. P. 341–367. <https://doi.org/10.1007/s11214-012-9885-1>
5. *Artemyev A.V., Zimovets I.* Stability of Current Sheets in the Solar Corona // *Sol. Phys.* 2012. V. 277. P. 283–298. <https://doi.org/10.1007/s11207-011-9908-1>
6. *Artemyev A.V., Angelopoulos V., Runov A. et al.* Hot Ion Flows in the Distant Magnetotail: ARTEMIS Observations From Lunar Orbit to \sim –200 R_(E) // *J. Geophys. Res.* 2017. V. 122. P. 9898–9909. <https://doi.org/10.1002/2017JA024433>
7. *Artemyev A.V., Baumjohann W., Petrukovich A.A. et al.* Proton/electron temperature ratio in the magnetotail // *Annales Geophysicae.* 2011. V. 29. P. 2253–2257. <https://doi.org/10.5194/angeo-29-2253-2011>
8. *Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Frank A.G. et al.* Intense current sheets in the magnetotail: Peculiarities of electron physics. // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 2789–2799. <https://doi.org/10.1002/jgra.50297>
9. *Artemyev A.V., Rankin R., Blanco M.* Electron trapping and acceleration by kinetic Alfvén waves in the inner magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 2015. V. 120. P. 10. <https://doi.org/10.1002/2015JA021781>
10. *Artemyev A.V., Zimovets I.V., Rankin R.* Electron trapping and acceleration by kinetic Alfvén waves in solar flares // *Astron. Astrophys.* 2016. V. 589. P. A101. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527617>
11. *Artemyev A., Zimovets I., Sharykin I. et al.* Comparative Study of Electric Currents and Energetic Particle Fluxes in a Solar Flare and Earth Magnetospheric Substorm // *Astrophys. J.* 2021. V. 923. P. 151. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac2dfc>
12. *Aschwanden M.J.* Particle acceleration and kinematics in solar flares – A Synthesis of Recent Observations and Theoretical Concepts // *Space Sci. Rev.* 2002. V. 101. P. 1–227. <https://doi.org/10.1023/A:1019712124366>
13. *Balikhin M.A., Gedalin M., Reeves G.D. et al.* Time scaling of the electron flux increase at GEO: The local energy diffusion model vs observations // *J. Geophys.*

- Res. 2012. V. 117. P. 10208.
<https://doi.org/10.1029/2012JA018114>
14. *Balikhin M.A., Sibeck D.G., Runov A. et al.* Magnetic holes in the vicinity of dipolarization fronts: Mirror or tearing structures? // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. A08229.
<https://doi.org/10.1029/2012JA017552>
 15. *Baumjohann W., Paschmann G., Cattell C.A.* Average plasma properties in the central plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. P. 6597–6606.
<https://doi.org/10.1029/JA094iA06p06597>
 16. *Baumjohann W., Paschmann G., Luehr H.* Characteristics of high-speed ion flows in the plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 3801–3809.
<https://doi.org/10.1029/JA095iA04p03801>
 17. *Benz A.O.* Flare Observations // *Liv. Rev. Sol. Phys.* 2017. V. 14. P. 2.
<https://doi.org/10.1007/s41116-016-0004-3>
 18. *Birn J., Battaglia M., Fletcher L. et al.* Can Substorm Particle Acceleration Be Applied to Solar Flares? // *Astrophys. J.* 2017. V. 848. P. 116.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa8ad4>
 19. *Birn J., Runov A., Khotyaintsev Y.* Magnetotail Processes / Ed. Maggiolo R., André N., Hasegawa H., Welling D.T. // *Magnetospheres in the Solar System.* 2021. V. 2. P. 245.
<https://doi.org/10.1002/9781119815624.ch17>
 20. *Birn J., Schindler K., Hesse M.* Thin electron current sheets and their relation to auroral potentials // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. P. 2217.
<https://doi.org/10.1029/2003JA010303>
 21. *Biskamp D.* *Magnetic Reconnection in Plasmas.* Cambridge, UK: Cambridge University Press. Cambridge monographs on plasma physics, 2000.
 22. *Bogachev S.A., Somov B.V., Kosugi T. et al.* The motions of the hard X-ray sources in solar flares: images and statistics // *Astrophys. J.* 2005. V. 630. P. 561–572.
<https://doi.org/10.1086/431918>
 23. *Brown J.C.* The Deduction of Energy Spectra of Non-Thermal Electrons in Flares from the Observed Dynamic Spectra of Hard X-Ray Bursts // *Sol. Phys.* 1971. V. 18. P. 489–502.
<https://doi.org/10.1007/BF00149070>
 24. *Burch J.L., Moore T.E., Torbert R.B. et al.* Magnetospheric Multiscale Overview and Science Objectives // *Space Sci. Rev.* 2016. V. 199. P. 5–21.
<https://doi.org/10.1007/s11214-015-0164-9>
 25. *Califano F., Hellinger P., Kuznetsov E. et al.* Nonlinear mirror mode dynamics: Simulations and modeling // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. A08219.
<https://doi.org/10.1029/2007JA012898>
 26. *Chaston C.C., Bonnell J.W., Clausen L. et al.* Energy transport by kinetic-scale electromagnetic waves in fast plasma sheet flows // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. 9202.
<https://doi.org/10.1029/2012JA017863>
 27. *Chaston C.C., Bonnell J.W., Wygant J.R. et al.* Observations of kinetic scale field line resonances // *Geophys. Res. Lett.* 2014. V. 41. P. 209–215.
<https://doi.org/10.1002/2013GL058507>
 28. *Chen Y., Song H.Q., Li B. et al.* Streamer Waves Driven by Coronal Mass Ejections // *Astrophys. J.* 2010. V. 714. P. 644–651.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/714/1/644>
 29. *Cheng L., Lin Y., Perez J.D. et al.* Kinetic Alfvén Waves From Magnetotail to the Ionosphere in Global Hybrid Simulation Associated With Fast Flows // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2020. V. 125. P. e27062.
<https://doi.org/10.1029/2019JA027062>
 30. *Cheng X., Li Y., Wan L.F. et al.* Observations of Turbulent Magnetic Reconnection within a Solar Current Sheet // *Astrophys. J.* 2018. V. 866. P. 64.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/aadd16>
 31. *Ciaravella A., Raymond J.C., Li J. et al.* Elemental Abundances and Post-Coronal Mass Ejection Current Sheet in a Very Hot Active Region // *Astrophys. J.* 2002. V. 575. P. 1116–1130.
<https://doi.org/10.1086/341473>
 32. *Damiano P.A., Johnson J.R., Chaston C.C.* Ion gyroradius effects on particle trapping in kinetic Alfvén waves along auroral field lines // *J. Geophys. Res.* 2016. V. 121. P. 10831–10844.
<https://doi.org/10.1029/2016JA022566>
 33. *Daughton W.* Kinetic theory of the drift kink instability in a current sheet // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 29429–29444.
<https://doi.org/10.1029/1998JA900028>
 34. *de La Noe J., Boischoat A.* The Type III B Burst // *Astron. Astrophys.* 1972. V. 20. P. 55.
 35. *Decraemer B., Zhukov A.N., Van Doorselaere T.* Properties of Streamer Wave Events Observed during the STEREO Era // *Astrophys. J.* 2020. V. 893. P. 78.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab8194>
 36. *Dwivedi A.K., Varma P., Tiwari M.S.* Ion and electron beam effects on kinetic Alfvén waves in an inhomogeneous magnetosphere // *Planet Space Sci.* 2002. V. 50. P. 93–99.
[https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(01\)00070-8](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(01)00070-8)
 37. *Eastwood J.P., Hapgood M.A., Biffis E. et al.* Quantifying the Economic Value of Space Weather Forecasting for Power Grids: An Exploratory Study // *Space Weather.* 2018. V. 16. P. 2052–2067.
<https://doi.org/10.1029/2018SW002003>
 38. *Endeve E., Holzer T.E., Leer E.* Helmet Streamers Gone Unstable: Two-Fluid Magnetohydrodynamic Models of the Solar Corona // *Astrophys. J.* 2004. V. 603. P. 307–321.
<https://doi.org/10.1086/381239>
 39. *Ergun R.E., Goodrich K.A., Stawarz J.E. et al.* Large-amplitude electric fields associated with bursty bulk flow braking in the Earth's plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 2015. V. 120. P. 1832–1844.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020165>
 40. *Erkaev N.V., Semenov V.S., Biernat H.K.* Magnetic Double-Gradient Instability and Flapping Waves in a Current Sheet // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 235003.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.235003>
 41. *Erkaev N.V., Semenov V.S., Biernat H.K.* Magnetic double gradient mechanism for flapping oscillations of a current sheet // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. P. L02111.
<https://doi.org/10.1029/2007GL032277>
 42. *Erkaev N.V., Semenov V.S., Kubysheva I.V. et al.* MHD model of the flapping motions in the magnetotail current sheet // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. 3206.
<https://doi.org/10.1029/2008JA013728>
 43. *Escoubet C.P., Fehringer M., Goldstein M.* Introduction: The Cluster mission // *Ann. Geo.* 2001. V. 19. P. 1197–1200.
<https://doi.org/10.5194/angeo-19-1197-2001>

44. *Eselevich M.V., Eselevich V.G.* The Structure of the Coronal-Streamer Belt // *Astron. Rep.* 2005. V. 49. P. 71–78.
<https://doi.org/10.1134/1.1850207>
45. *Eselevich M.V., Eselevich V.G.* Streamer belt in the solar corona and the Earth's orbit // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2007. V. 47. P. 291–298.
<https://doi.org/10.1134/S0016793207030036>
46. *Feng L., Inhester B., Gan W.Q.* Kelvin-Helmholtz Instability of a Coronal Streamer // *Astrophys. J.* 2013. V. 774. P. 141.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/774/2/141>
47. *Fletcher L., Hudson H.S.* Impulsive Phase Flare Energy Transport by Large-Scale Alfvén Waves and the Electron Acceleration Problem // *Astrophys. J.* 2008. V. 675. P. 1645–1655.
<https://doi.org/10.1086/527044>
48. *Fletcher L., Dennis B.R., Hudson H.S. et al.* An Observational Overview of Solar Flares // *Space Sci. Rev.* 2011. V. 159. P. 19–106.
<https://doi.org/10.1007/s11214-010-9701-8>
49. *Frank A.G.* Dynamics of current sheets underlying flare-type events in magnetized plasmas // *Phys. Uspekhi.* 2010. V. 53. P. 941–947.
<https://doi.org/doi:10.3367/UFNe.0180.201009h.0982>
50. *Frank A.G., Artemyev A.V., Zelenyi L.M.* Current sheets in the Earth's magnetosphere and in laboratory experiments: The magnetic field structure and the Hall effect // *J. Exp. Theor. Phys.* 2016. V. 123. P. 699–715.
<https://doi.org/10.1134/S1063776116090119>
51. *Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N.* Plasma dynamics in laboratory-produced current sheets // *Phys. Plasm.* 2011. V. 18. 111209.
<https://doi.org/10.1063/1.3647576>
52. *Fruit G., Louarn P., Tur A. et al.* On the propagation of magnetohydrodynamic perturbations in a Harris-type current sheet 1. Propagation on discrete modes and signal reconstruction // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. P. 1411.
<https://doi.org/10.1029/2001JA009212>
53. *Ge Y.S., McFadden J.P., Raeder J. et al.* Case studies of mirror-mode structures observed by THEMIS in the near-Earth tail during substorms // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. A01209.
<https://doi.org/10.1029/2010JA015546>
54. *Gershman D.J., Dorelli J.C., Viñas A.F. et al.* Electron dynamics in a subproton-gyroscale magnetic hole // *Geophys. Res. Lett.* 2016. V. 43. P. 4112–4118.
<https://doi.org/10.1002/2016GL068545>
55. *Golovchanskaya I.V., Maltsev Y.P.* On the identification of plasma sheet flapping waves observed by Cluster // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. P. 2102.
<https://doi.org/10.1029/2004GL021552>
56. *Gonzalez W., Parker E.* Magnetic Reconnection: Concepts and Applications // *Astrophys. and Space Sci. Lib.* 2016. V. 427.
<https://doi.org/10.1007/978-3-319-26432-5>
57. *Gosling J.T.* Magnetic Reconnection in the Solar Wind // *Space Sci. Rev.* 2012. V. 172. P. 187–200.
<https://doi.org/10.1007/s11214-011-9747-2>
58. *Grigis P.C., Benz A.O.* The Evolution of Reconnection along an Arcade of Magnetic Loops // *Astrophys. J. Lett.* 2005. V. 625. P. L143–L146.
<https://doi.org/10.1086/431147>
59. *Gruber D., Lachowicz P., Bissaldi E. et al.* Quasi-periodic pulsations in solar flares: new clues from the Fermi Gamma-Ray Burst Monitor // *Astron. Astrophys.* 2011. V. 533. P. A61.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117077>
60. *Gubchenko V.M.* Stratification in a neutral current sheet with counterstreaming plasma // *Sov. J. Plasma Phys.* 1985. V. 11. P. 467–476.
61. *Hayes L.A., Inglis A.R., Christe S. et al.* Statistical Study of GOES X-Ray Quasi-periodic Pulsations in Solar Flares // *Astrophys. J.* 2020. V. 895. P. 50.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab8d40>
62. *Hellinger P., Štverák Š.* Electron mirror instability: particle-in-cell simulations // *J. Plasma Phys.* 2018. V. 84. P. 905840402.
<https://doi.org/10.1017/S0022377818000703>
63. *Hesse M., Winske D., Birn J.* On the ion-scale structure of thin current sheets in the magnetotail // *Physica Scripta.* 1998. V. 74. P. 63–66.
<https://doi.org/10.1088/0031-8949/1998/T74/012>
64. *Hoshino M., Mukai T., Yamamoto T. et al.* Ion dynamics in magnetic reconnection: Comparison between numerical simulation and Geotail observations // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 4509–4530.
<https://doi.org/10.1029/97JA01785>
65. *Hoshino M., Saito Y., Mukai T. et al.* Origin of hot and high speed plasmas in plasma sheet: plasma acceleration and heating due to slow shocks // *Adv. Space Res.* 1997. V. 20. P. 973–982.
[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(97\)00505-X](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(97)00505-X)
66. *Huang S.Y., Zhou M., Sahraoui F. et al.* Observations of turbulence within reconnection jet in the presence of guide field // *Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39. P. 11104.
<https://doi.org/10.1029/2012GL052210>
67. *Inglis A.R., Ireland J., Dennis B.R. et al.* A Large-scale Search for Evidence of Quasi-periodic Pulsations in Solar Flares // *Astrophys. J.* 2016. V. 833. P. 284.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/833/2/284>
68. *Jackman C.M., Arridge C.S., André N. et al.* Large-Scale Structure and Dynamics of the Magnetotails of Mercury, Earth, Jupiter and Saturn // *Space Sci. Rev.* 2014. V. 182. P. 85–154.
<https://doi.org/10.1007/s11214-014-0060-8>
69. *Karimabadi H., Pritchett P.L., Daughton W. et al.* Ion-ion kink instability in the magnetotail: 2. Three-dimensional full particle and hybrid simulations and comparison with observations // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. P. 1401.
<https://doi.org/10.1029/2003JA010109>
70. *Keiling A.* Alfvén Waves and Their Roles in the Dynamics of the Earth's Magnetotail: A Review // *Space Sci. Rev.* 2009. V. 142. P. 73–156.
<https://doi.org/10.1007/s11214-008-9463-8>
71. *Keiling A., Thaller S., Dombeck J. et al.* Temporal Evolution of Substorm-Driven Global Alfvén Wave Power Above the Auroral Acceleration Region // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 125. P. e27444.
<https://doi.org/10.1029/2019JA027444>
72. *Kim S., Masuda S., Shibasaki K. et al.* Systematic Microwave Source Motions along a Flare-Arcade Observed by Nobeyama Radioheliograph and AIA/SDO // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 2013. V. 65. P. S2.
<https://doi.org/10.1093/pasj/65.sp1.S299>
73. *Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., Kontar E.P.* Origin of the Modulation of the Radio Emission from the Solar Corona by a Fast Magnetoacoustic Wave // *Astrophys.*

- J. 2018. V. 861. P. 33.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac77e>
74. *Kontar E.P.* Dynamics of electron beams in the solar corona plasma with density fluctuations // *Astron. Astrophys.* 2001. V. 375. P. 629–637.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20010807>
 75. *Kontar E.P., Yu S., Kuznetsov A.A. et al.* Imaging spectroscopy of solar radio burst fine structures // *Nature Comm.* 2017. V. 8. P. 1515.
<https://doi.org/10.1038/s41467-017-01307-8>
 76. *Korovinskiy D.B., Divin A.V., Erkaev N.V. et al.* The double-gradient magnetic instability: Stabilizing effect of the guide field // *Phys. Plasm.* 2015. V. 22. P. 012904.
<https://doi.org/10.1063/1.4905706>
 77. *Korovinskiy D.B., Divin A., Erkaev N.V. et al.* MHD modeling of the double-gradient (kink) magnetic instability // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 1146–1158.
<https://doi.org/10.1002/jgra.50206>
 78. *Kostarev D.V., Mager P.N., Klimushkin D.Y.* Alfvén Wave Parallel Electric Field in the Dipole Model of the Magnetosphere: Gyrokinetic Treatment // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2021. V. 126. e28611.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028611>
 79. *Kubyshkina D.I., Sormakov D.A., Sergeev V.A. et al.* How to distinguish between kink and sausage modes in flapping oscillations? // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 3002–3015.
<https://doi.org/10.1002/2013JA019477>
 80. *Kuznetsov E.A., Passot T., Sulem P.L.* Dynamical Model for Nonlinear Mirror Modes near Threshold // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98. P. 235003.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.235003>
 81. *Kuznetsov E.A., Passot T., Ruban V.P. et al.* Variational approach for static mirror structures. *Phys. Plasm.* 2015. V. 22. P. 042114.
<https://doi.org/10.1063/1.4919027>
 82. *Kuznetsov S.A., Zimovets I.V., Melnikov V.F. et al.* Spatio-temporal Evolution of Sources of Microwave and Hard X-ray Pulsations of the Solar Flare using the NoRH, RHESSI, and AIA/SDO Observation Data // *Geom. Aeron.* 2017. V. 57. P. 1067–1072.
<https://doi.org/10.1134/S001679321708014X>
 83. *Kuznetsov S.A., Zimovets I.V., Morgachev A.S. et al.* Spatio-temporal Dynamics of Sources of Hard X-Ray Pulsations in Solar Flares // *Sol. Phys.* 2016. V. 291. P. 3385–3426.
<https://doi.org/10.1007/s11207-016-0981-3>
 84. *Kwon R.-Y., Ofman L., Olmedo O. et al.* STEREO Observations of Fast Magnetosonic Waves in the Extended Solar Corona Associated with EIT/EUV Waves // *Astrophys. J.* 2013. V. 766. P. 55.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/766/1/55>
 85. *Leonovich A.S., Mazur V.A.* Linear transformation of the standing Alfvén wave in an axisymmetric magnetosphere // *Planet Space Sci.* 1995. V. 43. P. 885–893.
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(94\)00207-8](https://doi.org/10.1016/0032-0633(94)00207-8)
 86. *Leonovich A.S., Kozlov D.A., Vlasov A.A.* Kinetic Alfvén Waves Near a Dissipative Layer // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2021. V. 126. P. e29580.
<https://doi.org/10.1029/2021JA029580>
 87. *Leonovich A., Mazur V., Kozlov D.* MHD-waves in the geomagnetic tail: A review // *Solnechno-Zemnaya Fizika.* 2015. V. 1. P. 4–22.
<https://doi.org/10.12737/7168>
 88. *Li J.-H., Yang F., Zhou X.-Z. et al.* Self-consistent kinetic model of nested electron- and ion-scale magnetic cavities in space plasmas // *Nature Comm.* 2020. V. 11. P. 5616.
<https://doi.org/10.1038/s41467-020-19442-0>
 89. *Li L.P., Zhang J., Su J.T. et al.* Oscillation of Current Sheets in the Wake of a Flux Rope Eruption Observed by the Solar Dynamics Observatory // *Astrophys. J. Lett.* 2016. V. 829. P. L33.
<https://doi.org/10.3847/2041-8205/829/2/L33>
 90. *Liang J., Lin Y., Johnson J.R. et al.* Kinetic Alfvén waves in three-dimensional magnetic reconnection // *J. Geophys. Res.* 2016. V. 121. P. 6526–6548.
<https://doi.org/10.1002/2016JA022505>
 91. *Lin J., Murphy N.A., Shen C. et al.* Review on Current Sheets in CME Development: Theories and Observations // *Space Sci. Rev.* 2015. V. 194. P. 237–302.
<https://doi.org/10.1007/s11214-015-0209-0>
 92. *Ling A.G., Webb D.F., Burkepile J.T. et al.* Development of a Current Sheet in the Wake of a Fast Coronal Mass Ejection // *Astrophys. J.* 2014. V. 784. P. 91.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/784/2/91>
 93. *Lu S., Artemyev A.V., Angelopoulos V. et al.* The Hall Electric Field in Earth's Magnetotail Thin Current Sheet // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2019. V. 124. P. 1052–1062.
<https://doi.org/10.1029/2018JA026202>
 94. *Lu S., Lin Y., Angelopoulos V. et al.* Hall effect control of magnetotail dawn-dusk asymmetry: A three-dimensional global hybrid simulation // *J. Geophys. Res.* 2016. V. 121. P. 11.
<https://doi.org/10.1002/2016JA023325>
 95. *Lysak R.L.* Magnetosphere-ionosphere coupling by Alfvén waves at midlatitudes // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. P. A07201.
<https://doi.org/10.1029/2004JA010454>
 96. *Lysak R.L., Lotko W.* On the kinetic dispersion relation for shear Alfvén waves // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 5085–5094.
<https://doi.org/10.1029/95JA03712>
 97. *Lysak R.L., Song Y.* Kinetic theory of the Alfvén wave acceleration of auroral electrons // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. P. 8005.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009406>
 98. *Lysak R.L., Song Y.* Development of parallel electric fields at the plasma sheet boundary layer // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. A00K14.
<https://doi.org/10.1029/2010JA016424>
 99. *McLaughlin J.A., Nakariakov V.M., Dominique M. et al.* Modelling Quasi-Periodic Pulsations in Solar and Stellar Flares // *Space Sci. Rev.* 2018. V. 214. P. 45.
<https://doi.org/10.1007/s11214-018-0478-5>
 100. *Nakariakov V.M., Kolotkov D.Y.* Magneto-hydrodynamic Waves in the Solar Corona // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2020. V. 58. P. 441–481.
<https://doi.org/10.1146/annurev-astro-032320-042940>
 101. *Nakariakov V.M., Melnikov V.F.* Quasi-Periodic Pulsations in Solar Flares // *Space Sci. Rev.* 2009. V. 149. P. 119–151.
<https://doi.org/10.1007/s11214-009-9536-3>
 102. *Nakariakov V.M., Ofman L.* Determination of the coronal magnetic field by coronal loop oscillations // *Astrophys. J.* 2001. V. 372. P. L53–L56.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20010607>

103. *Nakariakov V.M., Verwichte E.* Coronal Waves and Oscillations // *Liv. Rev. Sol. Phys.* 2005. V. 2. P. 3. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2005-3>
104. *Nakariakov V.M., Ofman L., Deluca E.E. et al.* TRACE observation of damped coronal loop oscillations: Implications for coronal heating // *Science*. 1999. V. 285. P. 862–864. <https://doi.org/10.1126/science.285.5429.862>
105. *Nakariakov V.M., Pilipenko V., Heilig B. et al.* Magneto-hydrodynamic Oscillations in the Solar Corona and Earth's Magnetosphere: Towards Consolidated Understanding // *Space Sci. Rev.* 2016. V. 200. P. 75–203. <https://doi.org/10.1007/s11214-015-0233-0>
106. *Ofman L., Abbo L., Giordano S.* Multi-fluid Model of a Streamer at Solar Minimum and Comparison with Observations // *Astrophys. J.* 2011. V. 734. P. 30. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/734/1/30>
107. *Ofman L., Provornikova E., Abbo L. et al.* Three-dimensional multi-fluid model of a coronal streamer belt with a tilted magnetic dipole // *Ann. Geophys.* 2015. V. 33. P. 47–53. <https://doi.org/10.5194/angeo-33-47-2015>
108. *Paschmann G., Øieroset M., Phan T.* In-Situ Observations of Reconnection in Space // *Space Sci. Rev.* 2013. V. 178. P. 385–417. <https://doi.org/10.1007/s11214-012-9957-2>
109. *Petrukovich A.A., Artemyev A.V., Vasko I.Y. et al.* Current sheets in the Earth magnetotail: plasma and magnetic field structure with Cluster project observations // *Space Sci. Rev.* 2015. V. 188. P. 311–337. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0126-7>
110. *Petrukovich A.A., Baumjohann W., Nakamura R. et al.* Formation of current density profile in tilted current sheets // *Ann. Geophys.* 2008. V. 26. P. 3669–3676. <https://doi.org/10.5194/angeo-26-3669-2008>
111. *Petrukovich A.A., Baumjohann W., Nakamura R. et al.* Thinning and stretching of the plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. P. 10213. <https://doi.org/10.1029/2007JA012349>
112. *Petrukovich A.A., Zhang T.L., Baumjohann W. et al.* Oscillatory magnetic flux tube slippage in the plasma sheet // *Ann. Geophys.* 2006. V. 24. P. 1695–1704. <https://doi.org/10.5194/angeo-24-1695-2006>
113. *Phan T.D., Bale S.D., Eastwood J.P. et al.* Parker Solar Probe In Situ Observations of Magnetic Reconnection Exhausts during Encounter 1 // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2020. V. 246. P. 34. <https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab55ee>
114. *Pneuman G.W., Kopp R.A.* Gas-Magnetic Field Interactions in the Solar Corona // *Sol. Phys.* 1971. V. 18. P. 258–270. <https://doi.org/10.1007/BF00145940>
115. *Priest E.R., Forbes T.G.* The magnetic nature of solar flares // *Astron. Astrophys. Rev.* 2002. V. 10. P. 313–377. <https://doi.org/10.1007/s001590100013>
116. *Priest E., Forbes T.* Magnetic Reconnection. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2000.
117. *Reeves K.K., Golub L.* Atmospheric Imaging Assembly Observations of Hot Flare Plasma // *Astrophys. J. Lett.* 2011. V. 727. P. L52. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/727/2/L52>
118. *Reeves K.K., Guild T.B., Hughes W.J. et al.* Postruptive phenomena in coronal mass ejections and substorms: Indicators of a universal process? // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. A00B02. <https://doi.org/10.1029/2008JA013049>
119. *Reeves K.K., Linker J.A., Mikić Z. et al.* Current Sheet Energetics, Flare Emissions, and Energy Partition in a Simulated Solar Eruption // *Astrophys. J.* 2010. V. 721. P. 1547–1558. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/721/2/1547>
120. *Reva A.A., Ulyanov A.S., Kuzin S.V.* Current Sheet Structures Observed by the TESIS EUV Telescope during a Flux Rope Eruption on the Sun // *Astrophys. J.* 2016. V. 832. P. 16. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/832/1/16>
121. *Reva A., Shestov S., Zimovets I. et al.* Wave-like Formation of Hot Loop Arcades // *Sol. Phys.* 2015. V. 290. P. 2909–2921. <https://doi.org/10.1007/s11207-015-0769-x>
122. *Réville V., Velli M., Rouillard A.P. et al.* Tearing Instability and Periodic Density Perturbations in the Slow Solar Wind // *Astrophys. J.* 2020. V. 895. P. L20. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab911d>
123. *Runov A., Angelopoulos V., Artemyev A.V. et al.* Global and local processes of thin current sheet formation during substorm growth phase // *J. Atm. Sol.-Terr. Phys.* 2021. V. 220. P. 105671. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2021.105671>
124. *Runov A., Angelopoulos V., Sergeev V.A. et al.* Global properties of magnetotail current sheet flapping: THEMIS perspectives // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 319–328. <https://doi.org/10.5194/angeo-27-319-2009>
125. *Runov A., Sergeev V.A., Baumjohann W. et al.* Electric current and magnetic field geometry in flapping magnetotail current sheets // *Ann. Geophys.* 2005. V. 23. P. 1391–1403. <https://doi.org/10.5194/angeo-23-1391-2005>
126. *Russell C.T., Jian L.K., Luhmann J.G. et al.* Mirror mode waves: Messengers from the coronal heating region // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. P. L15101. <https://doi.org/10.1029/2008GL034096>
127. *Schwenn R.* Space Weather: The Solar Perspective // *Liv. Rev. Sol. Phys.* 2006. V. 3. P. 2. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2006-2>
128. *Sergeev V.A., Runov A., Baumjohann W. et al.* Orientation and propagation of current sheet oscillations // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31. P. 5807. <https://doi.org/10.1029/2003GL019346>
129. *Sergeev V.A., Sormakov D.A., Apatenkov S.V. et al.* Survey of large-amplitude flapping motions in the midtail current sheet // *Ann. Geophys.* 2006. V. 24. P. 2015–2024. <https://doi.org/10.5194/angeo-24-2015-2006>
130. *Sharykin I.N., Kontar E.P., Kuznetsov A.A.* LOFAR Observations of Fine Spectral Structure Dynamics in Type IIIb Radio Bursts // *Sol. Phys.* 2018. V. 293. P. 115. <https://doi.org/10.1007/s11207-018-1333-2>
131. *Sheeley N.R., Wang Y.M., Hawley S.H. et al.* Measurements of Flow Speeds in the Corona Between 2 and 30 R_{sun} // *Astrophys. J.* 1997. V. 484. P. 472–478. <https://doi.org/10.1086/304338>
132. *Shustov P.I., Artemyev A.V., Vasko I.Y. et al.* Kinetic models of sub-ion cylindrical magnetic hole // *Phys. Plasm.* 2016. V. 23. P. 122903. <https://doi.org/10.1063/1.4972093>
133. *Shustov P.I., Artemyev A.V., Volokitin A.S. et al.* Electron magnetosonic waves and sub-ion magnetic holes in the magnetotail plasma // *Phys. Plasm.* 2022. V. 29.

- P. 012902.
<https://doi.org/10.1063/5.0075938>
134. *Shustov P.I., Nishimura Y., Artemyev A.V. et al.* In-situ and optical observations of sub-ion magnetic holes // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2020. V. 208. P. 105365.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105365>
 135. *Shustov P.I., Zhang X.J., Pritchett P.L. et al.* Statistical Properties of Sub-Ion Magnetic Holes in the Dipolarized Magnetotail: Formation, Structure, and Dynamics // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2019. V. 124. P. 342–359.
<https://doi.org/10.1029/2018JA025852>
 136. *Sironi L., Spitkovsky A.* Acceleration of Particles at the Termination Shock of a Relativistic Striped Wind // *Astrophys. J.* 2011. V. 741. P. 39.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/741/1/39>
 137. *Sitnov M.I., Birn J., Ferdousi B. et al.* Explosive Magnetotail Activity // *Space Sci. Rev.* 2019. V. 215. P. 31.
<https://doi.org/10.1007/s11214-019-0599-5>
 138. *Soucek J., Lucek E., Dandouras I.* Properties of magnetosheath mirror modes observed by Cluster and their response to changes in plasma parameters // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. A04203.
<https://doi.org/10.1029/2007JA012649>
 139. *Stasiewicz K., Bellan P., Chaston C. et al.* Small Scale Alfvénic Structure in the Aurora // *Space Sci. Rev.* 2000. V. 92. P. 423–533.
<https://doi.org/10.1023/A:1005207202143>
 140. *Syrovatskii S.I.* Pinch sheets and reconnection in astrophysics // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1981. V. 19. P. 163–229.
<https://doi.org/10.1146/annurev.aa.19.090181.001115>
 141. *Syrovatskii S.I., Shmeleva O.P.* Heating of Plasma by High-Energy Electrons, and Nonthermal X-Ray Emission in Solar Flares // *Sov. Astr.* 1972. V. 16. P. 273.
 142. *Tikhonchuk V.T., Rankin R.* Parallel potential driven by a kinetic Alfvén wave on geomagnetic field lines // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. P. 1104.
<https://doi.org/10.1029/2001JA000231>
 143. *Vasko I.Y., Artemyev A.V., Petrukovich A.A. et al.* The structure of strongly tilted current sheets in the Earth magnetotail // *Ann. Geophys.* 2014. V. 32. P. 133–146.
<https://doi.org/10.5194/angeo-32-133-2014>
 144. *Voitenko Y.M.* Excitation of Kinetic Alfvén Waves in a Flaring Loop // *Sol. Phys.* 1998. V. 182. P. 411–430.
<https://doi.org/10.1023/A:1005049006572>
 145. *Voitenko Y., Goossens M.* Competition of damping mechanisms for the phase-mixed Alfvén waves in the solar corona // *Astron. Astrophys.* 2000. V. 357. P. 1086–1092.
 146. *Vorpahl J.A.* The triggering and subsequent development of a solar flare // *Astrophys. J.* 1976. V. 205. P. 868–873.
<https://doi.org/10.1086/154343>
 147. *Vršnak B., Poletto G., Vujčić E. et al.* Morphology and density structure of post-CME current sheets // *Astron. Astrophys.* 2009. V. 499. P. 905–916.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810844>
 148. *Wang Y.M., Sheeley J., Howard R.A. et al.* Origin and Evolution of Coronal Streamer Structure During the 1996 Minimum Activity Phase // *Astrophys. J.* 1997. V. 485. P. 875–889.
<https://doi.org/10.1086/304467>
 149. *Wygant J.R., Keiling A., Cattell C.A. et al.* Evidence for kinetic Alfvén waves and parallel electron energization at 4–6 R_{\oplus} altitudes in the plasma sheet boundary layer // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. P. 1201.
<https://doi.org/10.1029/2001JA900113>
 150. *Xu S., Runov A., Artemyev A. et al.* Intense Cross-Tail Field-Aligned Currents in the Plasma Sheet at Lunar Distances // *Geophys. Res. Lett.* 2018. V. 45. P. 4610–4617.
<https://doi.org/10.1029/2018GL077902>
 151. *Yamada M., Kulsrud R., Ji H.* Magnetic reconnection // *Rev. Modern Phys.* 2010. V. 82. P. 603–664.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.603>
 152. *Yermolaev Y.I., Yermolaev M.Y.* Solar and interplanetary sources of geomagnetic storms: Space weather aspects // *Izv. Atm. Ocean. Phys.* 2010. V. 46. P. 799–819.
<https://doi.org/10.1134/S0001433810070017>
 153. *Yu L., Huang S.Y., Yuan Z.G. et al.* Characteristics of Magnetic Holes in the Solar Wind Revealed by Parker Solar Probe // *Astrophys. J.* 2021. V. 908. P. 56.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/abb9a8>
 154. *Yushkov E.V., Artemyev A.V., Petrukovich A.A. et al.* Current sheet flapping in the near-Earth magnetotail: peculiarities of propagation and parallel currents // *Ann. Geophys.* 2016. V. 34. P. 739–750.
<https://doi.org/10.5194/angeo-34-739-2016>
 155. *Zelenyi L.M., Artemyev A.V.* “Effective” collisions in weakly magnetized collisionless plasma: importance of Pitaevski’s effect for magnetic reconnection // *J. Plasm. Phys.* 2016. V. 82. P. 305820101.
<https://doi.org/10.1017/S0022377816000118>
 156. *Zelenyi L.M., Artemyev A.V., Petrukovich A.A.* Earthward electric field in the magnetotail: Cluster observations and theoretical estimates // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. P. 6105.
<https://doi.org/10.1029/2009GL042099>
 157. *Zelenyi L.M., Artemyev A.V., Petrukovich A.A. et al.* Low frequency eigenmodes of thin anisotropic current sheets and Cluster observations // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 861–868.
<https://doi.org/10.5194/angeo-27-861-2009>
 158. *Zelenyi L.M., Frank A.G., Artemyev A.V. et al.* Formation of sub-ion scale filamentary force-free structures in the vicinity of reconnection region // *Plasm. Phys. Contr. Fus.* 2016. V. 58. P. 054002.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/58/5/054002>
 159. *Zhang T.L., Baumjohann W., Nakamura R. et al.* A wavy twisted neutral sheet observed by CLUSTER // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29. P. 190000.
<https://doi.org/10.1029/2002GL015544>
 160. *Zhang X.-J., Artemyev A., Angelopoulos V. et al.* Kinetics of sub-ion scale magnetic holes in the near-Earth plasma sheet // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2017. V. 122. P. 10304–10317.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024197>
 161. *Zimovets I.V., McLaughlin J.A., Srivastava A.K. et al.* Quasi-Periodic Pulsations in Solar and Stellar Flares: A Review of Underpinning Physical Mechanisms and Their Predicted Observational Signatures // *Space Sci. Rev.* 2021. V. 217. P. 66.
<https://doi.org/10.1007/s11214-021-00840-936>

УДК 551.51:551.501

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.

© 2022 г. В. Н. Губенко¹*, В. Е. Андреев¹, И. А. Кириллович¹, Т. В. Губенко¹, А. А. Павельев¹, Д. В. Губенко¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия

*vngubenko@gmail.com

Поступила в редакцию 28.02.2022 г.

После доработки 25.04.2022 г.

Принята к публикации 04.05.2022 г.

По результатам анализа радиозатменных данных *FORMOSAT-3/COSMIC* обнаружено поглощение дециметровых (ДМ) радиоволн (длина волны ~19 см) в нижней высокоширотной ионосфере Земли. Предложен метод восстановления вертикальных профилей коэффициента поглощения путем решения обратной задачи радиозондирования в нижней ионосфере Земли. Этот метод является общим и может быть использован для различных диапазонов радиоволн и других сигналов глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС). Надежно идентифицированы слои поглощения в радиозатменных сеансах измерений, которые обусловлены мощными всплесками рентгеновского излучения и сильными изменениями геомагнитных условий во время бури. Найдено, что на высотах от ~90 до ~100 км величина коэффициента поглощения ДМ-радиоволн достигала значений $(5.7 \pm 1.4) \cdot 10^{-3}$ дБ/км. Практическая значимость изучения эффектов поглощения радиоволн в *D*- и *E*-областях ионосферы связана с обеспечением бесперебойной работы систем космической радиосвязи и навигации.

DOI: 10.31857/S0023420622060036

1. ВВЕДЕНИЕ

Ранее нами были проведены обработка и анализ ~100 сеансов радиозатменных спутниковых измерений *FORMOSAT-3/COSMIC*, выполненных во время геомагнитной бури 22–23.VI.2015 в высокоширотной ионосфере Земли [1, 2]. Было показано, что ионосферные возмущения характеристик радиоволн обусловлены как геомагнитными условиями, так и активностью мощных рентгеновских вспышек во время измерений. Для радиозатменных сеансов измерений, проведенных после начала (16.30 UT 22.VI.2015) мощных всплесков рентгеновского излучения и во время (18.36 UT 22.VI–02.00 UT 23.VI) главной фазы магнитной бури, были характерны повышенные уровни электронной плотности в *D*- и *E*-областях ионосферы планеты. Нами также был проведен поиск поглощения дециметровых (ДМ) радиоволн (длина волны сигнала ~19 см) на несущей *GPS*-частоте $f_1 = 1545.42$ МГц. По результатам анализа измерений эйконала и интенсивности ДМ-сигнала спутников *FORMOSAT-3/COSMIC*, впервые было обнаружено поглощение радиоволн ДМ-диапазона в *D*- и *E*-областях высокоши-

ротной ионосферы Земли [1, 2]. Было найдено, что абсолютная величина интегрального поглощения на трассах радиозатменного зондирования составляет ~3 дБ в интервале высот ~50–90 км, а в отдельных случаях она достигает ~10 дБ на уровнях от ~90 до ~95 км.

В работах [3, 4] представлены выражения для определения рефракционного ослабления (X) мощности радиоволн:

$$1 - X(t) = ma_\psi = md^2\psi/dt^2, \quad (1)$$

$$m = r_\psi / (dp_0/dt)^2, \quad r_\psi = L_L L_G / L_0,$$

где a_ψ – ускорение эйконала (фазового пути ψ), p_0 – прицельный параметр радиолуча, L_L и L_G – расстояния от приемника (*LEO*) до передатчика (*GPS*). Существует связь между рефракционным ослаблением X и нормированной мощностью сигнала (P), измеренной на низкоорбитальном спутнике *FORMOSAT-3/COSMIC*. Для нахождения безразмерной величины P , мощность P_L принятого на низкоорбитальном спутнике сигнала нормировалась на среднее значение мощности (P_0) радиоволн на высотах более 300 км, то есть $P = P_L/P_0$.

Интегральное поглощение (Γ) радиозатменно-го ДМ-сигнала можно определить с помощью следующего соотношения:

$$\begin{aligned} \Gamma (\text{отн. ед.}) &= P (\text{отн. ед.}) / X (\text{отн. ед.}), \\ \Gamma (\text{дБ}) &= P (\text{дБ}) - X (\text{дБ}). \end{aligned} \quad (2)$$

Практическая значимость изучения эффектов поглощения радиоволн в D - и E -областях ионосферы Земли связана с обеспечением бесперебойной работы систем космической радиосвязи и навигации. Возможность определения поглощения в атмосфере и ионосфере Земли ранее обсуждалось в работах [5–9]. Поглощение является функцией от метеопараметров и частоты и его можно использовать для формулировки обратной задачи восстановления метеопараметров. Измерения поглощения в трех частотных каналах (при достаточно высокой точности измерения амплитуды сигнала) позволяет восстанавливать профили давления, температуры и влажности без априорной информации [10].

Целью этой работы является восстановление высотных профилей коэффициента поглощения $Z(h)$ дециметрового сигнала на высотах ниже ~ 100 км во время магнитной бури 2015 г. путем решения обратной задачи о поглощении радиоволн.

2. МЕТОД РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ О ПОГЛОЩЕНИИ РАДИОВОЛН

Исходные экспериментальные данные о нормированной мощности $P(h)$ радиоволн были сначала отфильтрованы методом скользящего среднего по 50 точкам. Таким образом, были получены усредненные вертикальные профили нормированной мощности $\Theta(h)$ дециметрового сигнала. Здесь $h = r - R$ – высота анализируемого слоя над поверхностью Земли, $R = 6371$ км – средний радиус планеты, r – расстояние от центра планеты до ионосферного слоя. При вертикальной скорости опускания луча в ионосфере Земли ~ 2 км/с, это соответствует усреднению данных по вертикальному интервалу в ~ 2 км. При таком усреднении информация о мелкомасштабной структуре ионосферы практически не теряется, поскольку вертикальное разрешение при анализе методом геометрической оптики (ГО) равно $2(\lambda L_L)^{1/2} = 1.5$ км, где λ – длина волны сигнала (~ 19 см), L_L – расстояние от низкоорбитального спутника LEO до атмосферного лимба планеты (~ 3000 км). В геометрической оптике считается, что два физических луча (лучи вместе с их френелевскими объемами) являются различимыми, если они не пересекаются друг с другом. Анализ профилей рефракционного ослабления $X(h)$ показал, что регулярное (осредненное) рефракционное ослабление $\langle X \rangle$ мощности радиоволн в сеансах измерений на высотах > 50 км практически отсутствует. Поэтому мы полагаем, что наблюдаемое ослабление средней мощности $\langle P(h) \rangle$ сигнала может быть

связано с поглощением радиоволн в нижней ионосфере Земли во время магнитной бури [1, 2, 11].

Рассмотрим более подробно, каким образом можно сделать обратное преобразование уравнения (3) для того, чтобы получить вертикальный профиль коэффициента поглощения $Z(h)$:

$$\Theta(h) = \exp \left[- \int_s Z dL \right]. \quad (3)$$

Интегрирование в выражении (3) производится по траектории s зондирующего ионосферу радиолуча. Описываемая здесь процедура основана на том предположении, что ионосфера Земли является сферически симметричной. Геометрия задачи показана на рис. 1, где n лучей проходит через ионосферу планеты, состоящую из n сферических слоев. Рис. 1 иллюстрирует и объясняет способ решения обратной задачи о поглощении радиоволн, в котором не используется преобразование Абеля. Каждый слой ионосферы имеет постоянный коэффициент поглощения Z и постоянную толщину $\Delta r = \Delta h = 2$ км. Например, если анализируется интервал высот от 110 до 50 км, то число ионосферных слоев равно $n = 30$. Здесь удобно заменить уравнение (3) системой из n линейных уравнений вида:

$$\Theta(h_i) = \exp \left[- \int_s Z dL \right] = \exp \left[- \sum_{j=1}^i L_{ij} Z_j \right], \quad (4)$$

где $i = 1 \dots n$,

где $\Theta(h_i)$ является величиной Θ для i -го луча, а Z_j – коэффициент поглощения мощности радиоволн в j -ом слое. Матричный элемент L_{ij} означает длину той части i -го луча, которая заключена внутри j -го слоя, как показано на рис. 1.

Выразим $\Theta(h_i)$ в децибелах и развернем указанные выше выражения (4) в виде матричного уравнения:

$$\Theta_{dB}(h_i) = 10 \lg(\Theta(h_i)) = \begin{bmatrix} \Theta_{dB}(h_1) \\ \Theta_{dB}(h_2) \\ \vdots \\ \Theta_{dB}(h_i) \\ \vdots \\ \Theta_{dB}(h_n) \end{bmatrix} = -10 \lg(e) \times \begin{matrix} \times \\ \begin{bmatrix} L_{11} & & & & \\ L_{21} & L_{22} & & & \\ \dots & \dots & \dots & & \\ L_{i1} & L_{i2} & \dots & L_{ii} & \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \\ L_{n1} & L_{n2} & \dots & L_{ni} & \dots & L_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_1 \\ Z_2 \\ \vdots \\ Z_i \\ \vdots \\ Z_n \end{bmatrix} \end{matrix}, \quad (5)$$

где $e = 2.718\dots$ – основание натуральных логарифмов; $10 \lg(e) = 4.343\dots$; $j = 1 \dots i$; $i = 1 \dots n$; Z_i – коэффициент поглощения радиоволн в слое i .

Двумерная матрица L_{ij} связана с радиусом слоев ионосферы Земли как

$$L_{ij} = 2 \left[\sqrt{r_{j-1}^2 - r_i^2} - \sqrt{r_j^2 - r_i^2} \right] = 2 \left[\sqrt{(R + h_{j-1})^2 - (R + h_i)^2} - \sqrt{(R + h_j)^2 - (R + h_i)^2} \right], \quad (6)$$

для $i > j$ и как

$$L_{ii} = 2\sqrt{r_{i-1}^2 - r_i^2} = 2\sqrt{(R + h_{i-1})^2 - (R + h_i)^2}, \quad (7)$$

для $i = j$.

Решая матричное уравнение (5) относительно Z , получаем:

$$\begin{aligned} Z_1 &= -\frac{\Theta_{dB}(h_1)}{4.343L_{11}}, \\ Z_2 &= \left(-\frac{\Theta_{dB}(h_2)}{4.343} - L_{21}Z_1 \right) / L_{22}, \\ \dots \dots \dots \\ Z_i &= \left(-\frac{\Theta_{dB}(h_i)}{4.343} - \sum_{j=1}^{i-1} L_{ij}Z_j \right) / L_{ii}, \\ \dots \dots \dots \end{aligned} \quad (8)$$

Решение обратной задачи дает нам рекуррентные соотношения, которые явным образом связывают величины $Z(h_i)$ с $\Theta_{dB}(h_i)$.

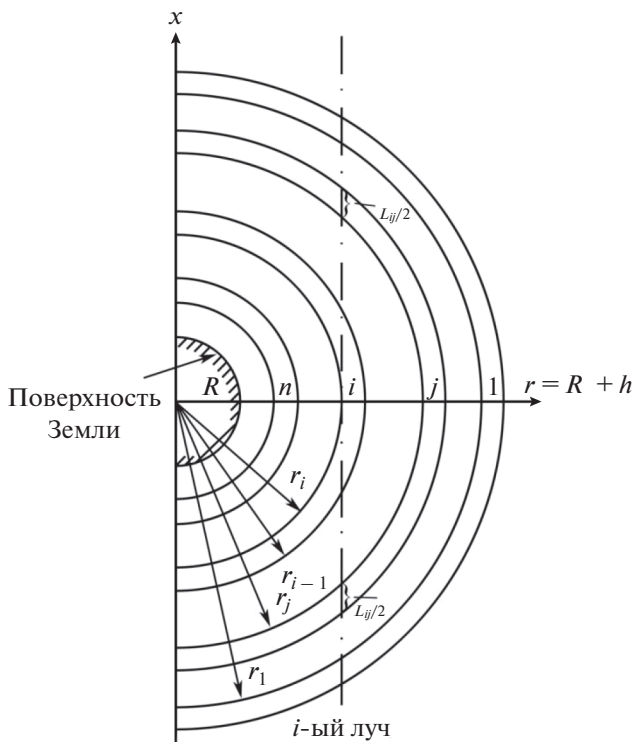


Рис. 1. Разрез ионосферы Земли, состоящей из n сферических слоев.

Таким образом, нами определялись вертикальные профили $Z(h)$ коэффициента поглощения радиоволн с масштабom высоты ~ 2 км и оценивались погрешности их восстановления δZ для каждого анализируемого радиозатменного сеанса измерений. Оценкой погрешности δZ для анализируемого профиля $Z(h)$ служила абсолютная величина его максимальной невязки при решении обратной задачи о поглощении радиоволн. Проверка соответствия восстановленных профилей коэффициента поглощения исходным экспериментальным данным проводилась с помощью решения прямой задачи радиозондирования для слоев с шириной ~ 2 км. В этом случае, вычисляемая мощность потока радиоволн $P_{DP}(h_i)$ определялась по формуле:

$$P_{DP}(h_i) = - \left[\sum_{j=1}^{i-1} L_{ij}Z_j + L_{ii}Z_i \right] \times 4.343. \quad (9)$$

3. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью решения обратной задачи радиозондирования были найдены вертикальные профили коэффициента поглощения ДМ-радиоволн и определены погрешности их восстановления в нижней ионосфере Земли. Анализ результатов показывает, что геомагнитные условия главной фазы бури и мощные всплески потоков рентгеновского излучения во время измерений сильно влияли на распространение радиоволн в E- и D-слоях ионосферы Земли. Проверка полученных результатов путем решения прямой задачи радиозондирования показала хорошее соответствие между расчетными и исходными экспериментальными данными:

$$P_{DP}(h_i) \approx \Theta_{dB}(h_i). \quad (10)$$

На рис. 2 показаны вертикальные профили нормированной мощности $-P(h)$ (сплошная тонкая с изломами), нормированной мощности после фильтрации $-\Theta_{dB}(h)$ (сплошная толстая), нормированной мощности из решения прямой задачи радиозондирования $-P_{DP}(h)$ (сплошная тонкая) и коэффициента поглощения ДМ-радиоволн $Z(h)$, полученные в сеансах радиозатменных измерений 17.22 UT (панели (а) и (б)) и 19.01 UT (панели (в) и (г)) 22 июня 2015 г. в ионосфере Земли. Для каждого анализируемого сеанса указаны широта и долгота зондируемого района, дата и

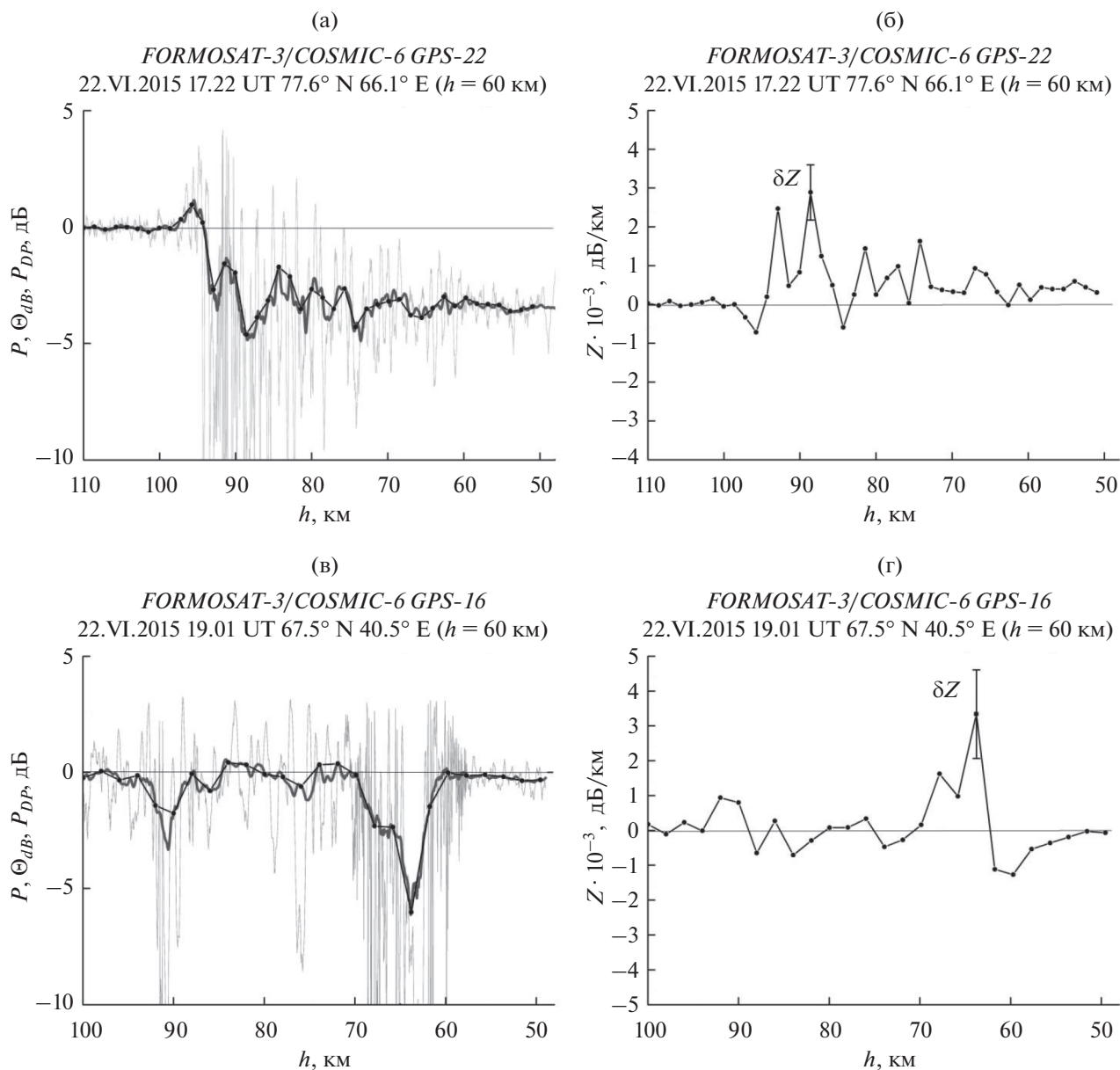


Рис. 2. Вертикальные профили нормированной мощности – $P(h)$ (сплошная тонкая с изломами), нормированной мощности после фильтрации – $\Theta_{дВ}(h)$ (сплошная толстая), нормированной мощности из решения прямой задачи радиозондирования – $P_{ДР}(h)$ (сплошная тонкая) и коэффициента поглощения ДМ-радиоволн $Z(h)$, полученные в сеансах радиозатменных измерений 17.22 UT (панели (а) и (б)) и 19.01 UT (панели (в) и (г)) 22.VI.2015 в ионосфере Земли. Справа указаны погрешности δZ восстановления профилей коэффициента поглощения $Z(h)$.

время проведения эксперимента, номера космических аппаратов. Справа указаны погрешности δZ восстановления профилей коэффициента поглощения $Z(h)$. Измерения, относящиеся к профилям на панелях (а) и (б) рис. 2, были проведены после начала мощных всплесков рентгеновских лучей (~16.30 UT 22.VI.2015) и до прихода (18.36 UT 22.VI.2015) основного КВМ (коронального выброса массы) в магнитосферу планеты. Особенностью зондирования этого района с координата-

ми 77.6° N и 66.1° E является то, что средняя мощность сигнала падает до уровня ~0.5 (–3 дБ) на высоте ~90 км и с уменьшением высоты остается на том же уровне (рис. 2а). Локальные максимумы коэффициента поглощения 2.5 ± 0.7 и 2.9 ± 0.7 дБ/км наблюдаются на высотах 92.9 и 88.6 км, соответственно (рис. 2б). Эти измерения могут быть подвержены влиянию всплесков рентгеновского излучения, а воздействие на них геомагнитных условий основной фазы шторма

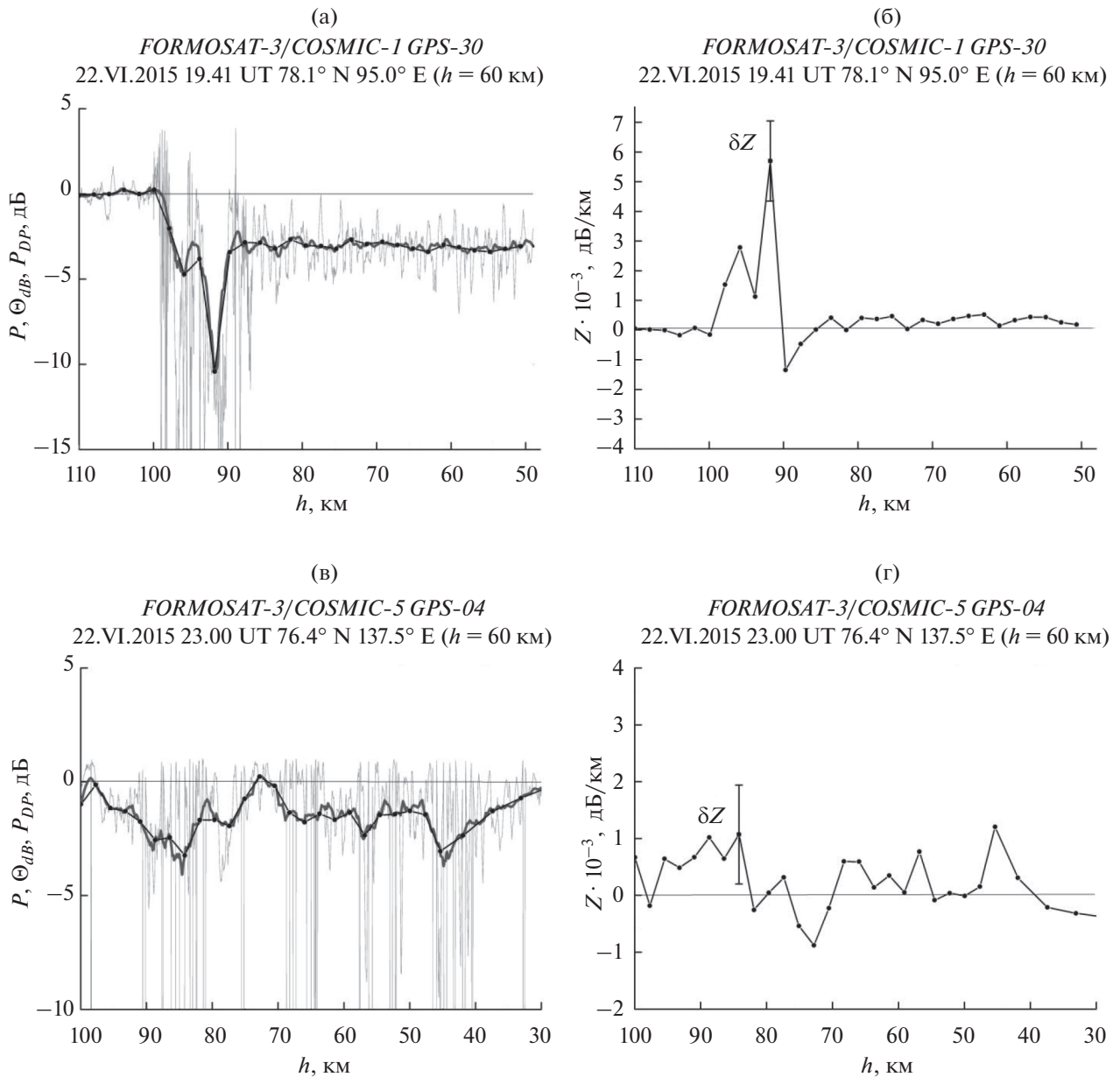


Рис. 3. Профили нормированной мощности – $P(h)$, нормированной мощности после фильтрации – $\Theta_{dB}(h)$, нормированной мощности из решения прямой задачи радиозондирования – $P_{DP}(h)$ и коэффициента поглощения ДМ-радиоволн $Z(h)$, полученные в сеансах радиозатменных измерений 19.41 UT (панели (а) и (б)) и 23.00 UT (панели (в) и (г)) 22.VI.2015 в ионосфере планеты. Здесь обозначения такие же, как и на рис. 2.

отсутствует. Измерения, относящиеся к радиозатменным профилям на панелях (в) и (г) рис. 2, выполненные в 19.01 UT 22.VI.2015, демонстрируют сильные ионосферные возмущения, обусловленные влиянием, как основной фазы магнитной бури, так и мощных потоков рентгеновского излучения. Здесь локальный максимум коэффициента поглощения (3.3 ± 1.3 дБ/км) расположен на высоте 63.8 км (рис. 2г). В табл. 1 представлены высотные интервалы поглощения

ДМ-радиоволн в ионосфере Земли, высоты h_{max} максимумов коэффициента поглощения и значения максимумов Z_{max} для анализируемых в этой работе сеансов измерений.

Наиболее надежно поглощение сигналов ДМ-диапазона было обнаружено в радиозатменном сеансе измерений, представленном на рис. 3а и 3б. Эти измерения проведены в 19.41 UT 22.VI.2015 и они демонстрируют наиболее сильные возмущения, обусловленные как мощными всплесками

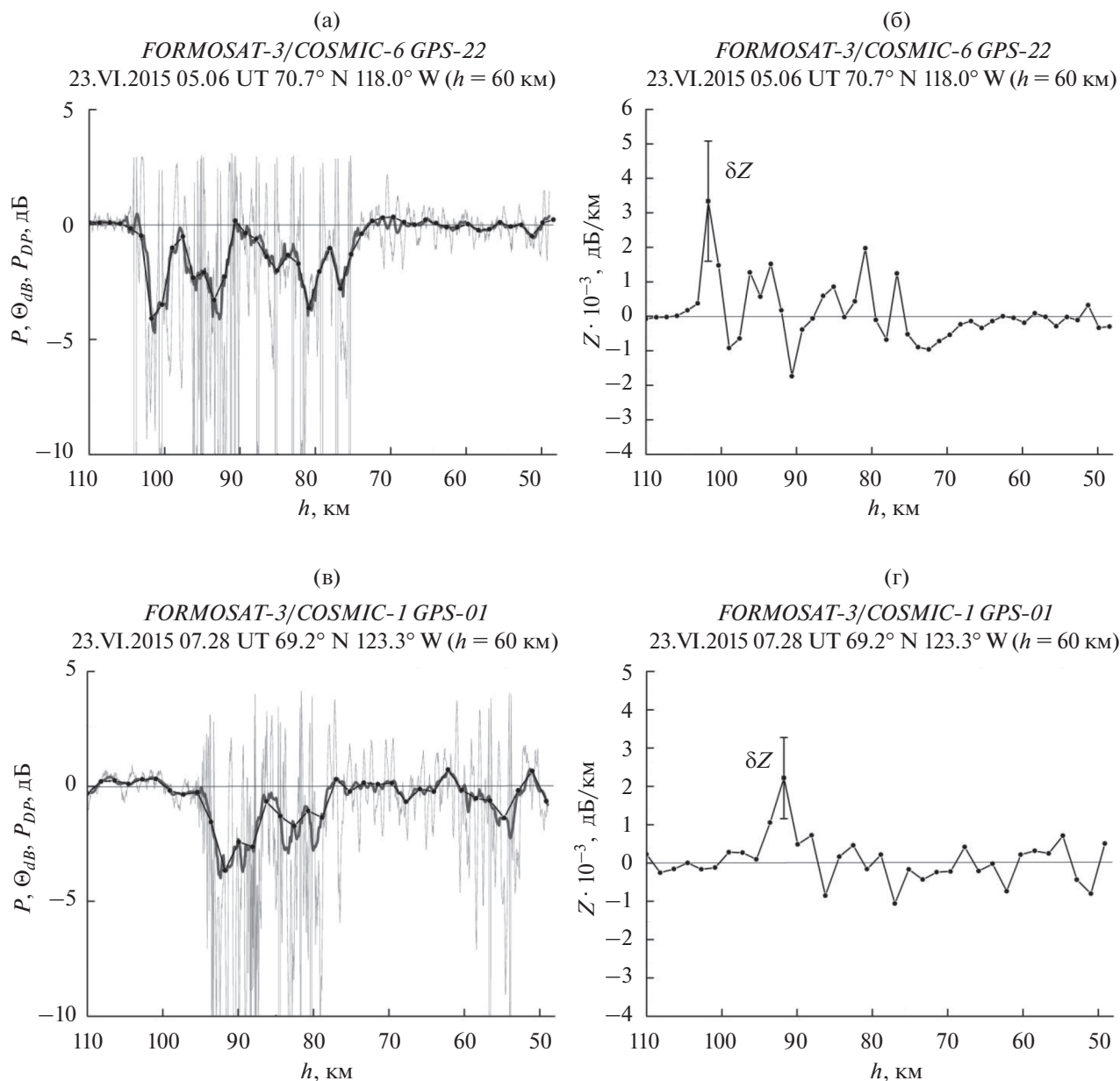


Рис. 4. Профили нормированной мощности – $P(h)$, нормированной мощности после фильтрации – $\Theta_{dB}(h)$, нормированной мощности из решения прямой задачи радиозондирования – $P_{DP}(h)$ и коэффициента поглощения ДМ-радиоволн $Z(h)$, полученные в сеансах радиозатменных измерений 05.06 UT (панели (а) и (б)) и 07.28 UT (панели (в) и (г)) 23.VI.2015 в ионосфере Земли. Обозначения такие же, как на рис. 2 и 3.

рентгеновского излучения, так и изменением геомагнитных условий во время главной фазы шторма. Как видно из представленных данных, при радиозондировании данного района (78.1° N; 95.0° E) полярной шапки Земли (луч опускается сверху вниз), сначала мощность дециметровых радиоволн понижается до уровня ~ 0.1 (–10 дБ) на высотах от 101.5 до 90.3 км, затем увеличивается до ~ 0.5 (–3 дБ), и далее продолжает оставаться на том же уровне при уменьшении высоты (рис. 3а).

Локальный максимум коэффициента поглощения в этом сеансе достигает наибольшего значения (для всех анализируемых сеансов) 5.7 ± 1.4 дБ/км и расположен на высоте 91.8 км (рис. 3б). Поглощение в радиозатменном сеансе измерений, представленном на рис. 3 (панели (в) и (г)), выражено менее ярко по сравнению с сеансами, рассмотренными выше.

На рис. 4 представлены данные о поглощении радиоволн в ионосфере Земли, полученные в се-

Таблица 1. Высотные интервалы поглощения ДМ-радиоволн в ионосфере Земли, высоты h_{\max} максимумов коэффициента поглощения и значения максимумов Z_{\max}

Дата измерений	Время измерений	Номер спутника LEO	Номер спутника GPS	Широта и долгота района измерений ($h \sim 60$ км)	Высотный интервал поглощения, км	Высота максимума коэф. поглощения h_{\max} , км	Значение максимума коэф. поглощения $(Z_{\max} \pm \delta Z) \cdot 10^{-3}$, дБ/км
22.VI.2015	17.22 UT	6	22	77.6° N 66.1° E	96–72	92.9 88.6 81.4 74.2	2.5 ± 0.7 2.9 ± 0.7 1.4 ± 0.7 1.6 ± 0.7
22.VI.2015	19.01 UT	6	16	67.5° N 40.5° E	70–62	67.8 63.8	1.6 ± 1.3 3.3 ± 1.3
22.VI.2015	19.41 UT	1	30	78.1° N 95.0° E	100–91	95.8 91.8	2.8 ± 1.4 5.7 ± 1.4
22.VI.2015	23.00 UT	5	4	76.4° N 137.5° E	99–43	88.7 84.2 45.4	1.0 ± 0.9 1.0 ± 0.9 1.2 ± 0.9
23.VI.2015	05.06 UT	6	22	70.7° N 118.0° W	104–74	101.7 80.8	3.3 ± 1.7 2.0 ± 1.7
23.VI.2015	07.28 UT	1	1	69.2° N 123.3° W	95–79	91.8	2.2 ± 1.1

ансах радиозатменных измерений 05.06 UT (панели (а) и (б)) и 07.28 UT (панели (в) и (г)) 23.VI.2015 в ионосфере Земли. Указанные времена измерений соответствуют концу главной фазы бури (~03–05 UT 23.VI.2015) [1]. Как видно из представленных на рис. 4 данных, поглощение радиоволн наблюдается довольно четко в этих сеансах. Локальные максимумы коэффициента поглощения 3.3 ± 1.7 (рис. 4б) и 2.2 ± 1.1 дБ/км (рис. 4г) наблюдаются на высотах 101.7 и 91.8 км, соответственно.

Таким образом, нами предложен метод восстановления вертикальных профилей коэффициента поглощения с помощью решения обратной задачи радиозондирования в нижней ионосфере Земли. Этот метод является общим и может быть использован для различных диапазонов радиоволн и других ГНСС-сигналов. Надежно идентифицированы слои поглощения в радиозатменных сеансах измерений во время магнитной бури 22–23.VI.2015. Найдено, что на высотах от ~90 до ~100 км величина коэффициента поглощения ДМ-радиоволн достигала значений $(5.7 \pm 1.4) \cdot 10^{-3}$ дБ/км. Практическая значимость изучения эффектов поглощения радиоволн в D- и E-областях ионосферы Земли связана с обеспечением бесперебойной работы систем космической радиосвязи и навигации.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

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.VI.2015 // Геомагнетизм и аэронавигация. 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. Gubenko V.N., Pavelyev A.G., Kirillovich I.A., Liou Y.-A. Case study of inclined sporadic E layers in the Earth's ionosphere observed by CHAMP/GPS radio occultations: Coupling between the tilted plasma layers and internal waves // Advances in Space Research. 2018. V. 61. № 7. P. 1702–1716. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.10.001>
4. Губенко В.Н., Кириллович И.А. Модуляция спорадических E-слоев мелкомасштабными атмосферными волнами в высокоширотной ионосфере Земли // Солнечно-земная физика. Т. 5. № 3. С. 116–129. <https://doi.org/10.12737/szf-53201912>
5. Liou Y.-A., Pavelyev A.G., Liu S.-F. et al. FORMOSAT-3/COSMIC GPS radio occultation mission: preliminary results // IEEE T. Geosci. Remote. 2007. V. 45. P. 3813–3826.
6. Pavelyev A.G., Liou Y.A., Wickert J. et al. New Applications and Advances of the GPS Radio Occultation Technology as Recovered by Analysis of the FORMO-

- SAT-3/COSMIC and CHAMP Data-Base / Eds. Steiner A., Pirscher B., Foelsche U., Kirchengast G. Springer-Verlag, Berlin. 2009. P. 165–178.
https://doi.org/10.1007/978-3-642-00321_9
7. Pavelyev A.G., Liou Y.-A., Zhang K. et al. Identification and localization of layers in the ionosphere using the eikonal and amplitude of radio occultation signals // Atmos. Meas. Tech. 2012. V. 5. P. 1–16.
<https://doi.org/10.5194/amt-5-1-2012>
 8. Pavelyev A.G., Liou Y.-A., Matyugov S.S. et al. Application of the locality principle to radio occultation studies of the Earth's atmosphere and ionosphere // Atmos. Meas. Tech. 2015. V. 8. P. 2885–2899.
<https://doi.org/10.5194/amt-8-2885-2015>
 9. Wickert J., Pavelyev A.G., Liou Y.A. et al. Amplitude scintillations in GPS signals as a possible indicator of ionospheric structures // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. L24801.
<https://doi.org/10.1029/2004GL020607>
 10. Горбунов М.Е. Физические и математические принципы спутникового радиозатменного зондирования атмосферы Земли. М.: ГЕОС, 2019.
 11. Andreev V.E., Gubenko V.N., Pavelyev A.A. et al. Absorption of decimetre radio waves in the Earth's high-latitude ionosphere during a geomagnetic storm in June 2015 // J. Physics: Conference Series. 2020. V. 1632. P. 012008.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1632/1/012008>

УДК 53.082

ВАРИАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В 2021 г. ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ЕВРАЗИЙСКОГО НАЦИОНАЛЬНОГО УНИВЕРСИТЕТА

© 2022 г. А. К. Морзабаев¹, В. С. Махмутов^{2,3}, Е. А. Тулеков¹ *, В. И. Ерхов², М. В. Филиппов²¹Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия³Московский физико-технический институт, Москва, Россия

*yerzhan_ta@mail.ru

Поступила в редакцию 28.02.2022 г.

После доработки 02.05.2022 г.

Принята к публикации 04.05.2022 г.

В данной работе исследуются вариации вторичных космических лучей совместно с изменениями характеристик приземного электрического поля и метеорологических параметров приземной атмосферы. Данные наземного комплекса, установленного в Евразийском национальном университете имени Л.Н. Гумилева (ЕНУ), позволяют проводить исследования природы вариаций космических лучей на разных временных масштабах и могут качественно дополнить мировой банк данных наряду с данными существующей сети наземных детекторов потоков вторичных космических лучей. Экспериментальные данные комплекса размещены в открытом доступе на сайте университета <https://enu.kz>.

DOI: 10.31857/S0023420622060073

1. ВВЕДЕНИЕ

В процессах, происходящих в атмосфере, влияющих на климат и погоду космические лучи представляют важную роль и обуславливают свойства глобальной электрической цепи Земли. Исследование физической природы вторичных космических лучей, а также их возможного влияния на атмосферные процессы на разных временных масштабах является, в связи с этим, крайне актуальным.

Одна из фундаментальных задач изучения физики атмосферы — исследование атмосферного электричества. Принято считать, что все проявления атмосферного электричества и его взаимосвязи с галактическими космическими лучами и метеоусловиями обусловлены, в основном, электрическим полем (включая условия “*fair weather*”). Непрерывное наблюдение характеристик атмосферного электрического поля особенно актуально для исследования влияния конвекции на электрическую проводимость в приземном атмосферном слое, зависимости от интенсивности потока космических лучей, электрических процессов, происходящих в атмосфере, свойств глобальной электрической цепи.

2. МЕТОДЫ

В 2015 г. в Евразийском национальном университете имени Л.Н. Гумилева (ЕНУ), в содру-

жестве с Физическим институтом им. П.Н. Лебедева РАН, был создан научный космофизический комплекс [1, 2], состоящий из двух детекторов CARPET, Нейтронного детектора [3] и электростатического флюксметра EFM-100 (Voltek, США).

EFM-100 предназначен для исследования атмосферно-электрических характеристик вблизи поверхности Земли и мониторинга электрического поля атмосферы [4]. В основу работы этого устройства положен принцип действия электростатического генератора: в проводнике, находящимся в переменном электрическом поле, возникают индуцированные заряды. Величина индукционного тока прямо пропорциональна напряженности поля. Он также регистрирует разряды гроз и способен детектировать высокую напряженность электрического поля, которая предшествует первым разрядам молний.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Динамика измерений экспериментальных данных комплекса ЕНУ и типичные ряды данных электрического поля, полученные на других станциях, показывают характерную периодичность поведения электрического поля в условиях “*fair weather*”, которая обусловлена воздействием потоков космических лучей, изменением баланса ионов во время заката и восхода Солнца и др.

Таблица 1. Сводные данные по событиям июля 2021 г.

Дата	Время (UTC)	КОВЕР, А%						НД, А%	ΔE , кВ/м	Метеоусловия (UTC)		
		CARPET 1			CARPET 2					гроза	ливни, дожди	облака, высота
		N1-Up	N2-Low	N12-Tel	N1-Up	N2-Low	N12-Tel					
6.VII.2021	~04.00–07.00	~2.1	~1.1	–	~1.2	~1.0	~2.1	–	~–7.5...+10.5	~04.45–05.20	~02.30–03.00, ~05.00–05.30	~900–1500 м
8.VII.2021	~18.30–22.30	~1.2	~1.2	–	~1.5	~1.5	–	–	~–19.5...+12.5	~13.05–20.30	~17.30–21.00	~900–1500 м
10.VII.2021	~00.00–05.00	~1.9	~1.3	–	~2.4	~2.3	–	–	Нет данных	~00.00–01.30	~00.00–00.10	~1380 м
14.VII.2021	~00.00–14.30	~2.1	~2.1	–	~17.8	~16.2	–	–	~–1.5...+0.1	–	~00.00–01.30, ~02.30–04.00, ~05.00–05.30, ~06.00–09.00, ~10.00–10.30, ~12.00–13.00	~270–900 м
16.VII.2021	~00.00–04.30	–	–	–	~4.3	~4.1	~2.4	–	~–7.5...+2.5	–	~00.00–02.00, ~02.50–03.10, ~07.30–08.00	~180–1290 м
17.VII.2021	~19.00–23.30	~1.1	~2.1	–	~7.4	~6.8	~4.0	–	~–16.5...+8.5	–	~18.00–19.30, ~20.30–21.00, ~22.30–23.00	~1200 м

В формировании атмосферного электрического поля важную роль играют космические лучи, оказывающие ионизирующее воздействие [5].

Как видно на рис. 1, величина атмосферного электрического поля возрастает во время восхода Солнца при проявлении эффекта солнечного терминатора. При этом, особо отмечается вечерний солнечный терминатор.

На рис. 2 и 3 представлены графики некоторых случаев регистрации резкого повышения темпа счета детекторов CARPET при регистрации гроз флюксметром EFM-100. Дополнительное сопоставление метеоданных и данных EFM-100 показывает, что значительные вариации электрического поля происходят не только во время грозовой активности, но и при наличии плотной (мощной) облачности.

Начиная с июля 2021 г. один из двух модулей установки (CARPET 2) смонтирован на крыше космофизического комплекса ЕНУ возле детектора EFM-100. Другой модуль установки функционирует внутри помещения (CARPET 1). Такая конфигурация аппаратуры позволяет получить дополнительную информацию по динамике потока общеионизирующей компоненты вторичных космических лучей: были зафиксированы возрастания потоков частиц в дни, характеризующиеся резкими, кратковременными изменениями напряженности приземного электрического поля, грозовой и предгрозовой активностью.

События июля 2021 г., связанные с резким изменением параметров приземного электрического поля и характеристики изменений потоков частиц, приведены в табл. 1: для каждого события указаны дата и интервал времени наблюдения (UTC), амплитуды возрастаний темпа счета детектора CARPET для двух модулей по всем трем каналам (верхний – N1, нижний – N2, телескоп – N12) и нейтронного детектора (ND) относительно спокойного невозмущенного уровня. Указан диапазон изменения напряженности электрического поля (ΔE), по данным измерений электрического поля флюксметром EFM-100. Метеорологические условия для приведенных событий определены по данным метеостанции (UACC) – аэропорт г. Нур-Султан.

Всего в июле 2021 года зафиксировано шесть событий возрастания скорости счета модулей CARPET 1, CARPET 2 в каналах N1, N2, N12. Из которых три события зафиксированы до перемещения модуля CARPET 2 на крышу лабораторного корпуса (события 06.07.2021, 08.07.2021 и 10.07.2021). При перемещении модуля CARPET 2 на крышу лабораторного корпуса изменилась структура получаемых данных, за счет снятия эффекта экранирования потока, в основном низкоэнергичных частиц для данного модуля. Также стоит отдельно отметить, что по данным установки ND возрастания темпа счета ни для одного из событий зафиксированы не были.

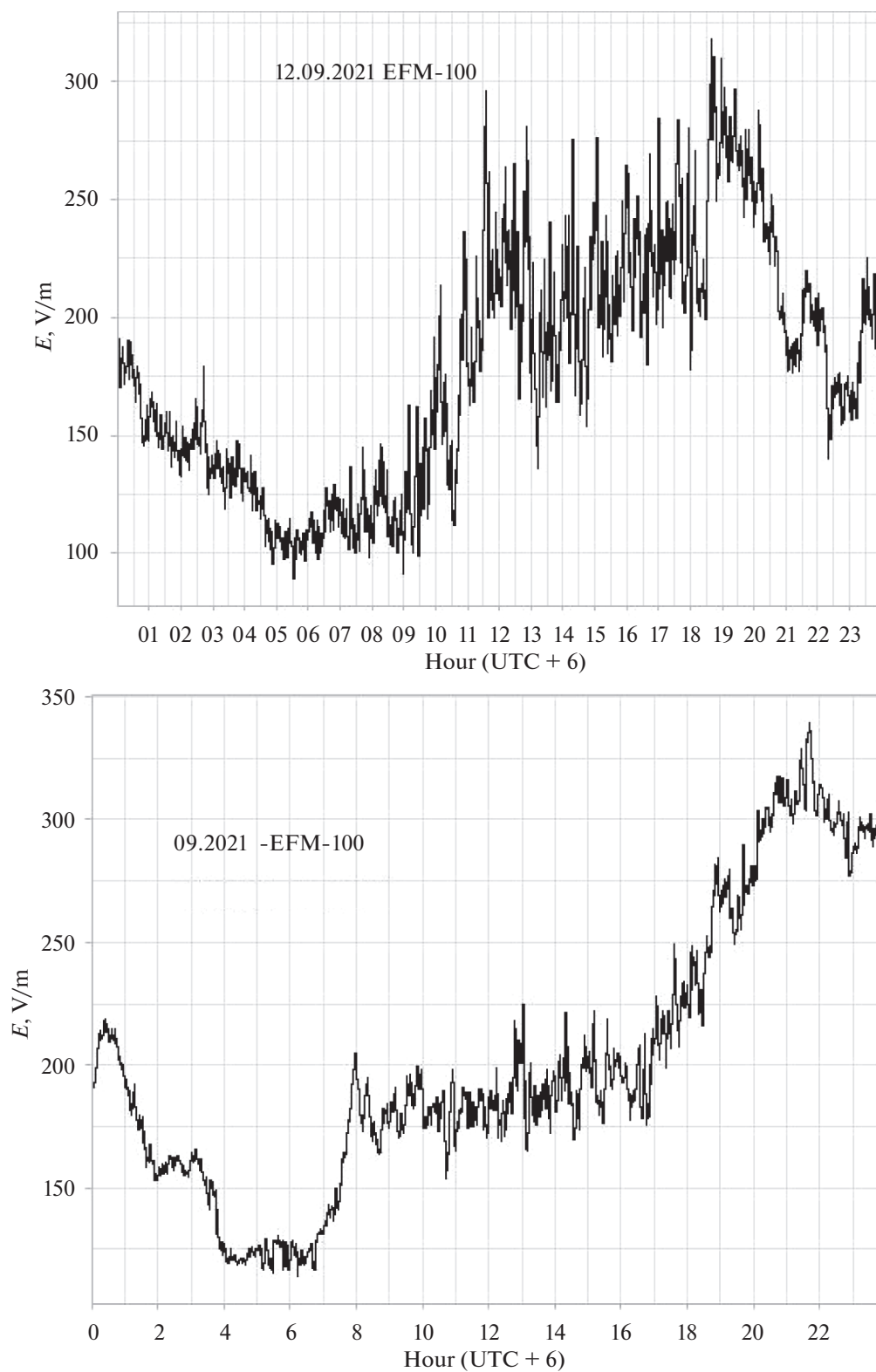


Рис. 1. Вариации электрического поля по данным комплекса ЕНУ: верхний график – данные о вариациях напряженности приземного электрического поля за 12.09.2021 с усреднением за 1 мин, нижний график – суточные вариации напряженности приземного электрического поля, полученные с помощью метода наложения эпох по данным за сентябрь 2021 г. (при условии “*fair weather*”).

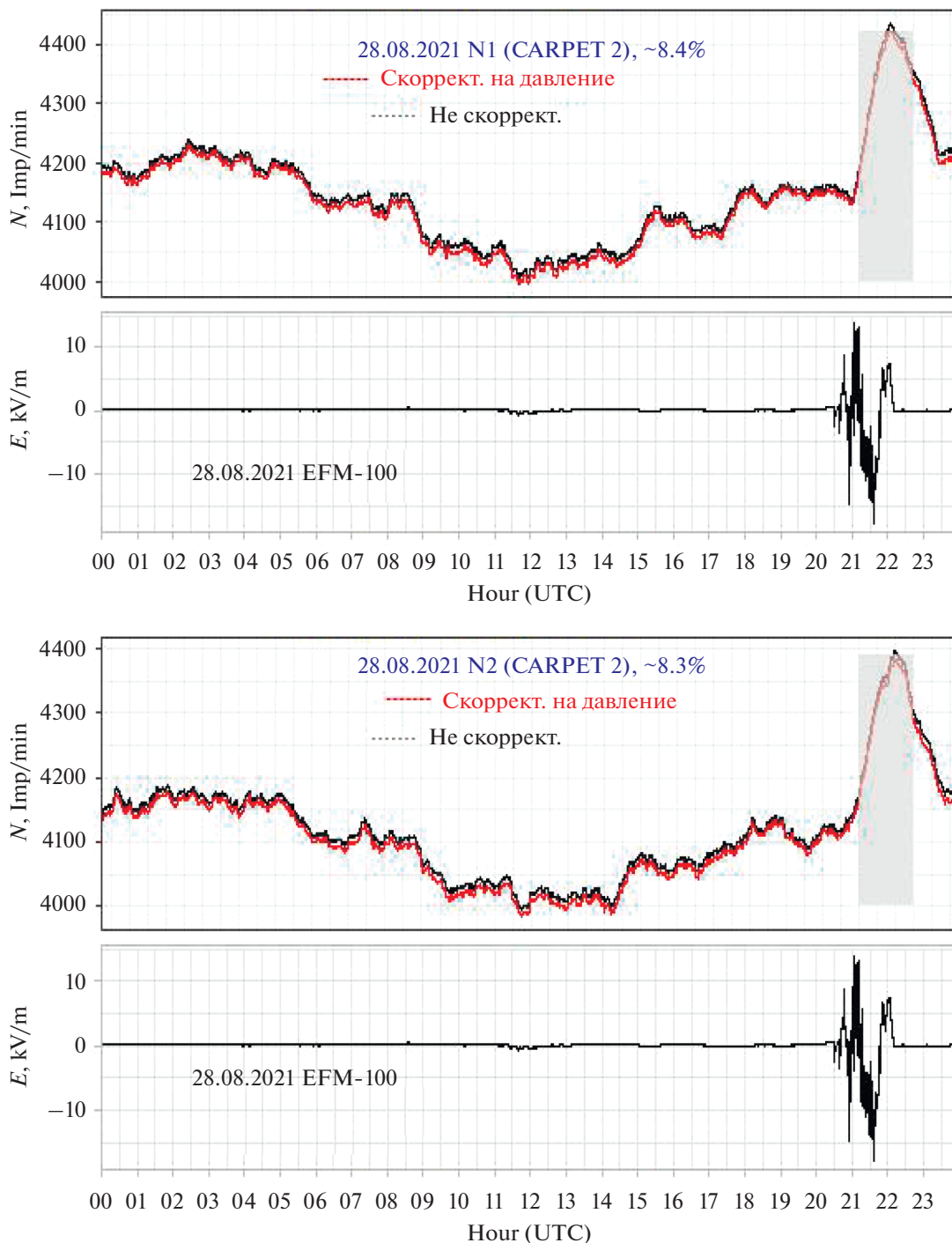


Рис. 2. События регистрации увеличения потоков космической лучей во время изменения электрического поля в период 28.08.2021 (минутные значения, скорректированные на давление, сглаживание кривой по 30 точкам, прямоугольник серого цвета – период осадков).

Событие 08.07.2021

На рис. 4 для события 08.07.2021 приведены данные темпа счета модулей CARPET 1, CARPET 2 по каналам N1, N2 с поправкой и без поправки на атмосферное давление и величины напряженности электрического поля с секундным разрешением.

Грозовая и предгрозовая активность анализировалась по данным метеостанции (UACC) – аэропорт г. Нур-Султан. Грозовая активность зафиксирована в период с ~13.05 до ~20.30 (UTC). За этот период зарегистрировано 18 грозовых событий.

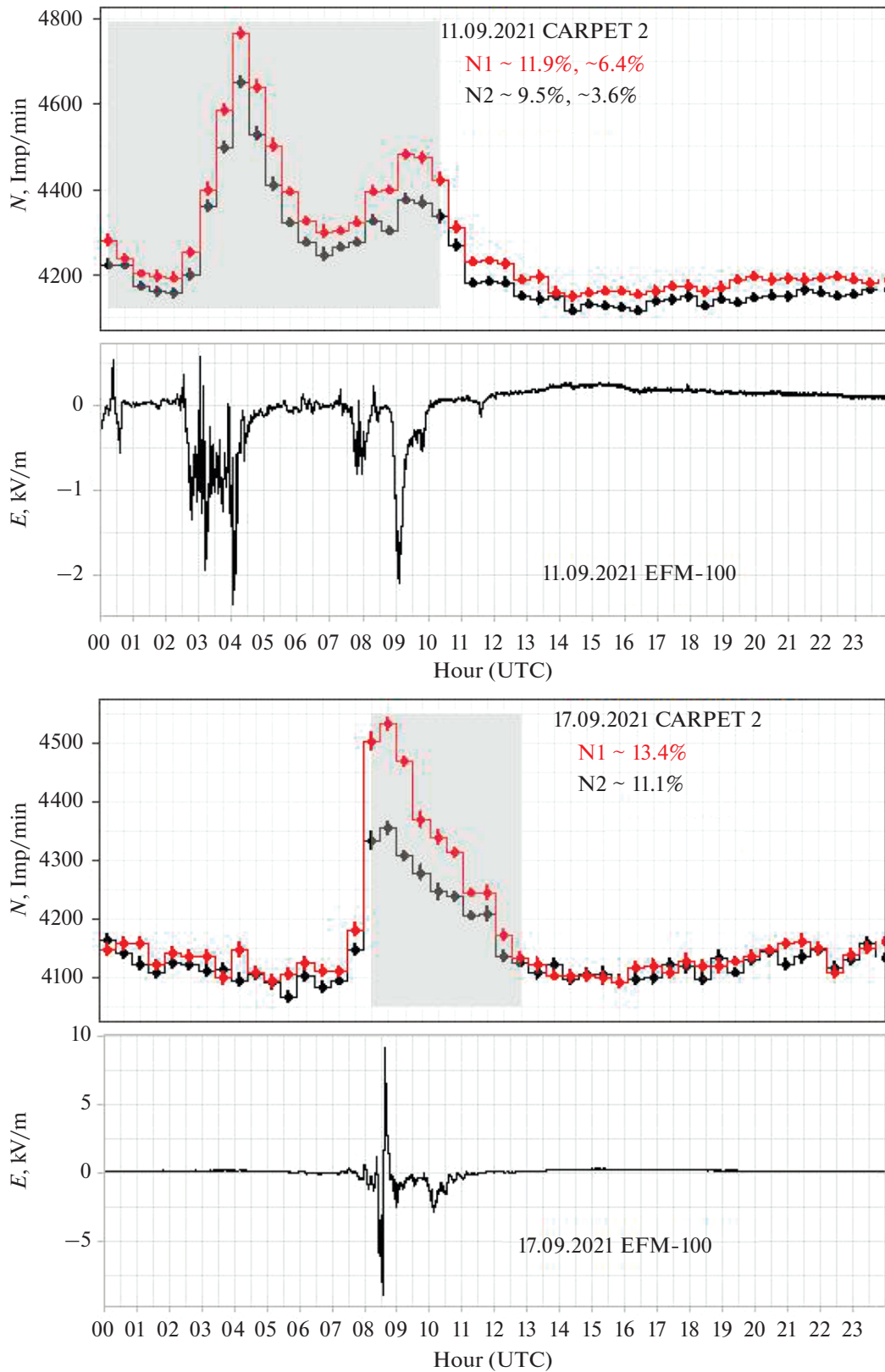


Рис. 3. Увеличение счета $N1$, $N2$ для случаев грозовой и предгрозовой активности, зарегистрированное 11 и 17-го сентября 2021 г. (поправленные на давление, усреднение 30 мин, прямоугольник серого цвета отмечает период осадков).

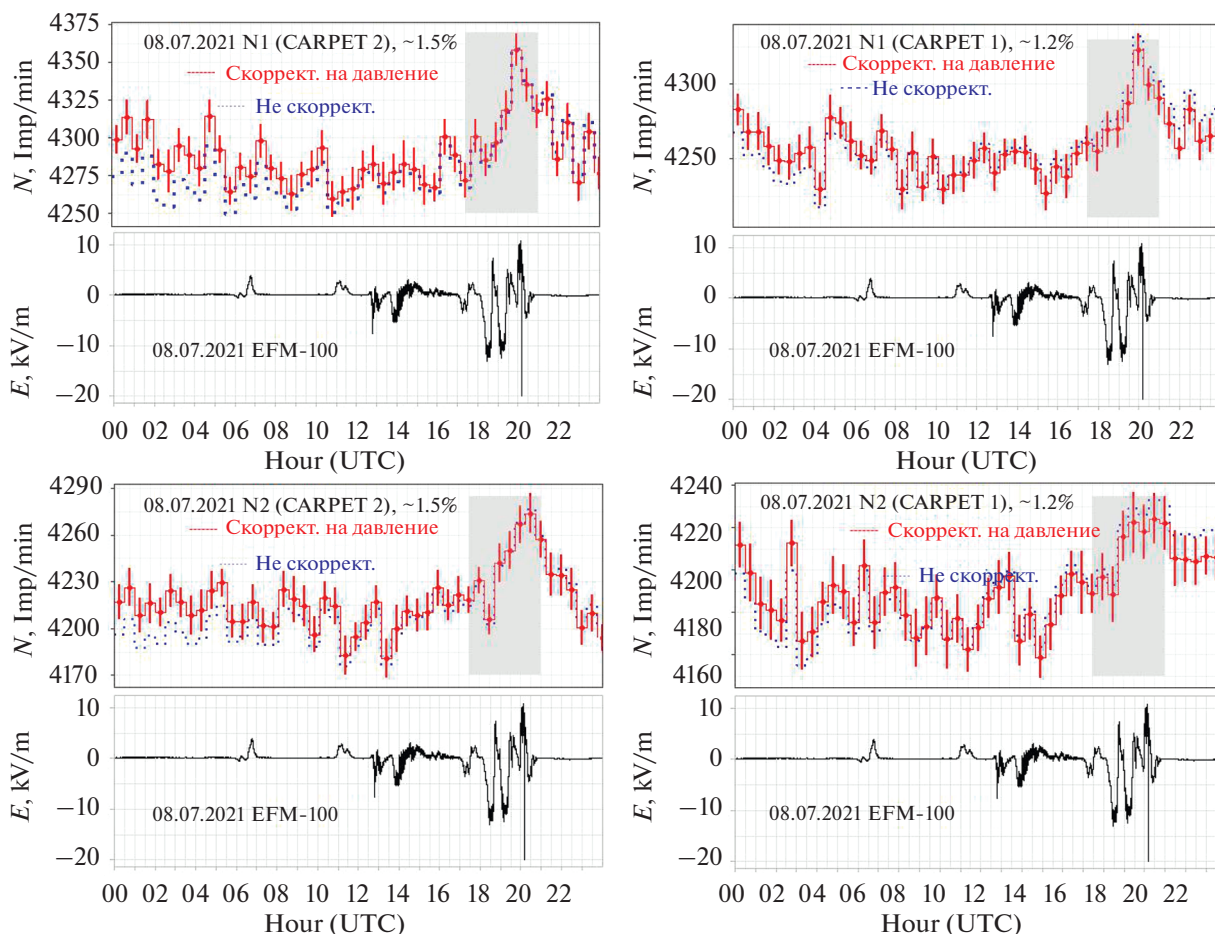


Рис. 4. Графики изменения значений счета модулей CARPET 1, CARPET 2 по каналам N1, N2 для события от 08.07.2021 (скорректированные на давление, усреднение 30 мин, прямоугольник серого цвета – период осадков).

В период регистрации превышения темпа счета CARPET 1 и CARPET 2 наблюдалась облачность в диапазоне высот $\sim 900\text{--}1500$ метров (разорванная облачность (60–90%), кучево-дождевые облака) и осадки $\sim 17.30\text{--}21.00$ UTC (слабые ливни, дождь, гроза).

Как было отмечено выше, для изучения физических свойств атмосферного электрического поля необходимо исследовать его взаимосвязь с гелиофизическими воздействиями Солнца и вариациями космических лучей. При этом, представляется интересным сравнить и установить корреляцию между E_z и интенсивностью потока космических лучей. Так, в работе [6] отмечено увеличение интенсивности космических лучей в атмосфере Земли, сопровождающееся ростом облачности. Это связано с возможным влиянием вторичных космических лучей на формирование индуцированных аэрозолей, перераспределением ядер конденсации в электрическом поле атмосферы и образованием мезосферных и стратосферных облаков. Связь потока космических лучей с другими величинами особенно хорошо

проявляется во время понижений его интенсивности, в частности в периоды регистрации Форбуш-понижений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ полученных предварительных экспериментальных данных наблюдений, показывает, что установки экспериментального комплекса ЕНУ им. Л.Н. Гумилева позволяют исследовать природу вариаций космических лучей [7], а также их связь с атмосферными процессами на разных временных масштабах.

Сбор и автоматическое сохранение данных детектора заряженных частиц CARPET, Нейтронного детектора (ND) и флюксметра EFM-100 на базе ЕНУ в г. Нур-Султан является необходимым фактором в изучении геофизических процессов и в решении многих практических задач.

Данные наземного комплекса также позволяют проводить долговременные измерения и могут качественно дополнить общемировой банк дан-

ных наряду с данными существующей сети наземных детекторов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была поддержана программой ПЦФ ИРН BR10965191 “Комплексные исследования по ядерной и радиационной физике, физике высоких энергий и космологии для развития конкурентных технологий” Министерства образования и науки Республики Казахстан.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Philippov M.V., Makhmutov V.S., Stozhkov Yu.I. et al.* Characteristics of the ground-based CARPET-ASTANA instrument for detecting charged component of cosmic rays and preliminary analysis of the first experimental data // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A.* 2020. V. 959. P. 163567. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163567>
2. *Тулехов Е.А., Махмутов В.С., Базилевская Г.А., Стожков Ю.И., Морзабаев А.К., Филиппов М.В., Ерхов В.И., Дюсембекова А.С.* // Наземная установка для изучения вариаций космических лучей в городе Нур-Султан. *Геомagnetизм и аэрономия*, 2020. Т. 60. № 6. с. 704–709. (*Tulekov E.A., Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A. et al.* Ground-based Instrument for the Study of Cosmic Ray Variation in Nur-Sultan // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2020. V. 60. № 6. P. 693–698. <https://doi.org/10.1134/S0016793220060134>
<https://doi.org/10.31857/S0016794020060139>
3. *Филиппов М.В., Махмутов В.С., Стожков Ю.И. и др.* Наземная установка для детектирования нейтральной компоненты космических лучей “Нейтронный детектор” // *Приборы и техника эксперимента.* 2020. № 5. С. 96–103. (*Philippov M.V., Makhmutov V.S., Stozhkov Yu.I., and Maksumov O.S.* // *Instrum Exp Tech.* (2020), V. 63. № 3. P. 388–395. <https://doi.org/10.1134/S0020441220030033>
<https://doi.org/10.31857/S0032816220050298>
4. *Tulekov Ye.A., Morzabaev A.K., Makhmutov V.S. et al.* Variations of cosmic rays in the period 2016–2019 according to observations of the ENU experimental complex // *Bulletin of L.N. Gumilyov ENU. Physics. Astronomy Series.* 2020. V. 133. № 4. P. 79–95. <https://doi.org/10.32523/2616-6836-2020-133-4-79-85>
5. *Tulekov Ye.A., Morzabaev A.K., Makhmutov V.S. et al.* Study of the electric field variation based on preliminary observations at the ENU cosmophysical complex in 2020 // *Bulletin of the Karaganda University.* 2021. V. 102. № 2. P. 693–698. <https://doi.org/10.31489/2021Ph2/25-32>
6. *Лапшин В.Б., Панышин Е.А., Сыроешкин А.В.* Гелиогеофизические процессы и климат // *Мир измерений.* 2013. № 2. С. 7–10.
7. *Tulekov Ye.A., Morzabaev A.K., Makhmutov V.S.* The Forbush-decreases in cosmic ray fluxes and Solar-proton events in July and September 2017 // *Recent Contributions to Physics.* 2021. V. 77. № 2. P. 10–17. <https://doi.org/10.26577/10.26577/RCPH.2021.v77.i2.02>

УДК 523.62-726

СРЕДНЕМАСШТАБНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ ВНУТРИ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ

© 2022 г. А. А. Хохлачев¹ *, М. О. Рязанцева¹, Ю. И. Ермолаев¹,
Л. С. Рахманова¹, И. Г. Лодкина¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*aleks.xaa@yandex.ru

Поступила в редакцию 23.03.2022 г.

После доработки 17.06.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

В работе исследуются изменения относительного содержания гелия, а также других параметров плазмы солнечного ветра и межпланетного магнитного поля на средних пространственных масштабах (10^5 – 10^6 км) внутри межпланетных проявлений корональных выбросов массы. Анализ проводился на основе долговременных измерений космического аппарата *WIND*. Показано, что на исследуемых масштабах отсутствует однозначная антикорреляция содержания гелия и плазменного параметра β , которая была выявлена на масштабах более 10^6 км. События со значимой положительной и отрицательной корреляцией регистрируются с одинаковой вероятностью. При этом могут наблюдаться как структуры с возрастанием содержания гелия одновременно с ростом модуля межпланетного магнитного поля, аналогичные наблюдаемым на больших масштабах, так и структуры, в которых содержание гелия растет со спадом величины межпланетного магнитного поля.

DOI: 10.31857/S002342062206005X

ВВЕДЕНИЕ

Межпланетные проявления корональных выбросов массы (ICME – Interplanetary Coronal Mass Ejections) являются одним из наиболее геоэффективных крупномасштабных типов течений солнечного ветра (СВ) [1–4]. Последнее время эти явления вызывают острый интерес научной общественности [5–10]. Пространственный масштаб ICME на 1 а.е., как правило, составляет более 10^7 км. Скорость потока СВ заметно превышает собственную скорость космического аппарата, что позволяет оценить пространственный размер явления вдоль направления движения потока как произведение времени наблюдения явления на скорость потока. Измерения на околоземной орбите показывают, что средняя длительность наблюдения ICME составляет ~30 часов, а их скорость – около 400 км/с [11].

ICME включают в себя два типа событий: магнитные облака (MC – Magnetic Cloud), которые отличаются более высоким и регулярным межпланетным магнитным полем (ММП), и EJECTA, в которых ММП ниже по величине и сильнее варьирует. Селекция на MC и EJECTA в значительной мере определяется траекторией космического аппарата внутри ICME – для MC траектория лежит ближе к оси выброса массы, а в случае

EJECTA спутник пересекает периферийные области [7]. Более подробно методика классификации типов СВ описана в работе [11].

В работах [12–15] было показано, что для ICME в целом характерно повышенное содержание дважды ионизированных ионов гелия He^{++} (альфа-частиц) по сравнению с медленными типами течений. Однако природа этого феномена остается дискуссионной. При этом отношение плотности дважды ионизированных ионов гелия (далее по тексту кратко “гелия”) к плотности протонов – относительное содержание гелия N_{α}/N_p – является одним из важных параметров состояния плазмы солнечного ветра [9, 12, 16].

В работе [17] двойным методом наложенных эпох были построены временные профили параметров для разных типов течений СВ. Сравнение профилей показало, что внутри ICME относительное содержание гелия N_{α}/N_p возрастает с уменьшением протонного параметра β (отношения теплового давления протонов к магнитному давлению). Этот факт был интерпретирован как указание на существование внутри ICME обогашенного ионами гелия электрического тока. При этом была получена верхняя оценка размера сечения этого тока, которая равна ~10% от линейного размера сечения магнитного облака (~ 10^6 км).

В работе [18] на основе среднечасовых данных более 40 лет измерений из базы данных OMNI (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>) рассматривались зависимости содержания ионов гелия от параметров плазмы СВ и ММП внутри ICME. Была статистически подтверждена антикорреляция N_{α}/N_p с параметром β , обнаруженная в работе [17]. Также было показано, что эта зависимость связана с положительной корреляцией содержания гелия с величиной межпланетного магнитного поля, тогда как четкой связи содержания гелия с тепловым давлением не было выявлено.

Вариации параметров солнечного ветра на пространственных масштабах более 10^6 км связаны с крупномасштабными проявлениями неоднородностей солнечной короны [19–21]. Внутри крупномасштабных структур наблюдаются среднemasштабные (10^5 – 10^6 км) структуры, на границах которых параметры (в том числе содержание гелия) могут значительно изменяться [22–25]. Вариации на этих масштабах являются отражением процессов в плазме, которые, как правило, могут быть описаны в рамках МГД подхода. Например, эти вариации могут быть связаны с альфвеновскими волнами [26, 27] или потоковыми трубками [28]. Большие по амплитуде изменения параметров плазмы и ММП часто происходят на границах потоковых трубок и могут наблюдаться за времена ~ 1 мин, а в ряде случаев – нескольких секунд, и, как правило, могут быть описаны в приближении тангенциального разрыва [29]. При этом изменения величин теплового (NkT) и магнитного ($B^2/8\pi$) давлений в подобных структурах часто противоположны по знаку и обычно компенсируют друг друга, чтобы поддерживать магнитостатическое равновесие полного давления и обеспечить стационарность границ (диамагнитные структуры) [30, 31]. В большинстве случаев баланс давлений на границах структур сохраняется с точностью до 10% [29]. Обычно считается, что вклад гелиевой компоненты в тепловое давление не превышает 10% [32], но при этом не учитывается, что в ряде структур (в том числе ICME) относительное содержание гелия может увеличиваться в несколько раз по сравнению со спокойным течением СВ [12, 15], и вклад гелия в этих случаях может значительно возрастать.

В данной статье рассматриваются изменения параметров плазмы солнечного ветра (в том числе относительного содержания гелия) и межпланетного магнитного поля внутри ICME на сравнительно редко анализируемых пространственных масштабах 10^5 – 10^6 км на основе данных космического аппарата WIND. Основная цель работы – выяснить, сохраняются ли на средних масштабах тенденции, которые были ранее выявлены для поведения параметров на масштабах более 10^6 км [17, 18].

1. ДАННЫЕ И МЕТОДИКА АНАЛИЗА

В работе использовались долговременные (с 1995 по 2020 г.) измерения параметров плазмы СВ и ММП на борту космического аппарата WIND. Анализировались данные прибора 3DP (Three-Dimensional Plasma Analyzer) [33] по плотности N_p , скорости V_p , температуре T протонов и плотности дважды ионизированных ионов гелия N_{α} , а также данные прибора MFI (Magnetic Fields Investigation) [34] по величине модуля межпланетного магнитного поля B . Временное разрешение используемых данных составляло 3 с. База данных была дополнена параметрами, рассчитанными на основе измеренных: относительным содержанием гелия N_{α}/N_p , тепловым давлением протонов $N_p kT$ и плазменным протонным параметром $\beta = N_p kT / (B^2 / 8\pi)$. В данной работе не учитывалась зависимость теплового давления и плазменного параметра β от электронов и ионов гелия, так как измерения электронных и гелиевых параметров могут отсутствовать или содержать большую неопределенность. Похожим образом параметр β и $N_p kT$ вычисляются в популярной базе данных измерений солнечного ветра OMNI (см. https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ftpbrowser/bow_derivation.html) [35]. Вклад электронов и ионов гелия для отдельных событий будет рассмотрен в будущих исследованиях.

Так как объектом исследования были среднemasштабные структуры СВ, то отобранные продолжительные ряды данных были разделены на интервалы длительностью в один час (далее по тексту часовые интервалы), которые позволили анализировать структуры масштабов менее 10^6 км. Поскольку пространственный масштаб ICME заметно превышает 10^6 км (см. Введение), выбранная длительность интервалов позволяет исследовать структуры, масштаб которых заведомо меньше крупномасштабных структур СВ. Чтобы исключить потери информации вблизи границ часовых интервалов, каждый последующий интервал сдвигался относительно предыдущего на 15 мин.

Для отбора интервалов, соответствующих MC и EJECTA, использовался каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра ИКИ РАН (<http://www.iki.rssi.ru/pub/omni>) [11]. Было выделено 149 событий MC и 969 событий EJECTA, длительность которых составляла от нескольких часов до нескольких суток. Количество отобранных часовых интервалов составило 14 100 для MC и 77 150 для EJECTA. При этом были исключены интервалы, которые содержали границы между крупномасштабными структурами СВ. Таким образом, вариации параметров на часовых интервалах связаны исключительно с изменениями на мелко- и среднemasштабных структурах.

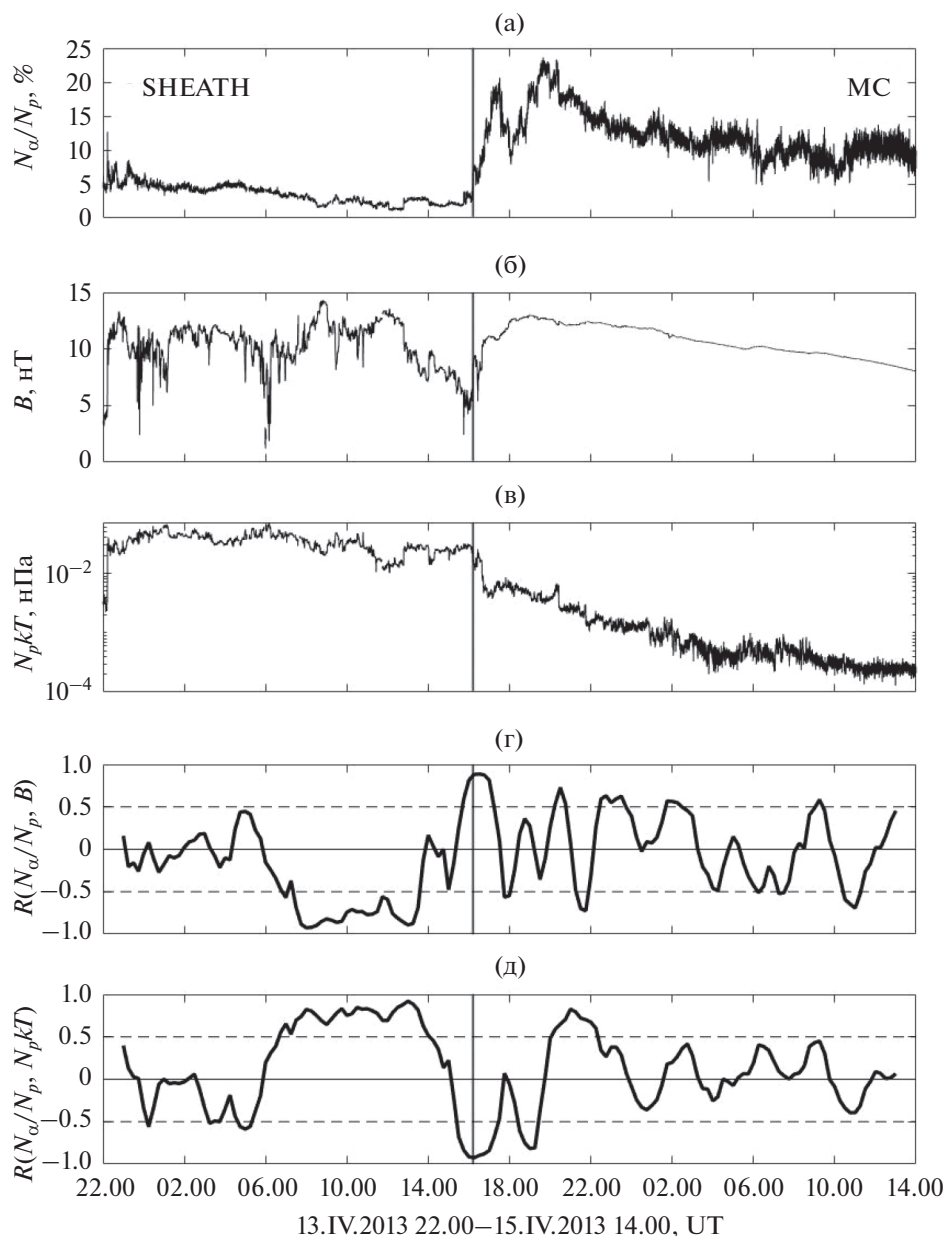


Рис. 1. Временной ход относительного содержания гелия N_{α}/N_p (а), модуля межпланетного магнитного поля B (б) и теплового давления $N_p kT$ (в). Панели (г) и (д) показывают динамику значений коэффициентов корреляции $R(N_{\alpha}/N_p, B)$, $R(N_{\alpha}/N_p, N_p kT)$ на двухчасовых интервалах (см. раздел 1). Вертикальная линия обозначает границу между событиями SHEATH и MC.

Для каждого из рассмотренных часовых интервалов анализировались медианные значения параметров на интервале, а также коэффициенты корреляции R , которые рассчитывались между временными рядами измерений относительного содержания гелия N_{α}/N_p и одного из параметров: плазменного параметра β , величины магнитного поля B , теплового давления $N_p kT$, плотности N_p или температуры T протонов. Коэффициент корреляции между временными рядами двух параметров ниже в тексте и на рисунках обозначается

как $R(x_1, x_2)$, где x_1 и x_2 – соответствующие параметры. Например, $R(N_{\alpha}/N_p, B)$ – коэффициент корреляции между содержанием гелия и величиной ММП. На основе полученной информации проводился статистический анализ связи относительного содержания гелия с параметрами плазмы СВ и ММП.

Рассчитанные коэффициенты корреляции могут значительно отличаться от аналогичных коэффициентов корреляции, вычисленных для крупномасштабной структуры в целом. На рис. 1

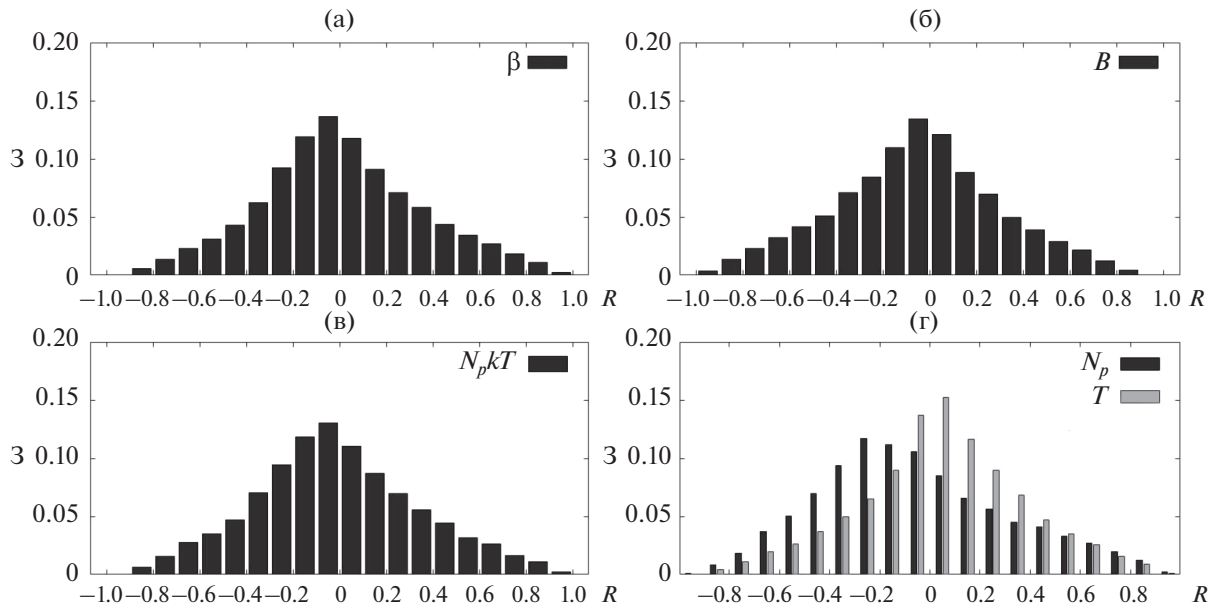


Рис. 2. Распределения коэффициентов корреляции R между содержанием гелия N_{α}/N_p и плазменным параметром β (а), величиной ММП B (б), тепловым давлением $N_p kT$ (в), плотностью N_p (г, черные бины) и температурой T (г, серые бины) протонов для МС. По оси ординат отложена вероятность ω .

для примера приведен временной интервал с 22.00 13.IV.2013 по 14.00 15.IV.2013, который включает в себя два крупномасштабных явления солнечного ветра – магнитное облако МС и область сжатой плазмы перед ним SHEATH (область SHEATH отображена для примера и не рассматривается подробно в данной работе). На трех верхних панелях (рис. 1а–1в) показан временной ход относительного содержания гелия, величины ММП и теплового давления на этом интервале. Хорошо видна граница МС в ~ 16.00 , после которой наблюдается значительное возрастание содержания гелия (с 5 до 20%) одновременно с резким ростом величины магнитного поля, при этом внутри МС B меняется плавно, тогда как N_{α}/N_p значительно варьирует.

Если рассматривать отдельно интервал 14.IV.2013 16.00–15.IV.2013 14.00, который соответствует магнитному облаку, с точки зрения больших масштабов, на рис. 1а и рис. 1б можно заметить тенденцию к положительной корреляции содержания гелия N_{α}/N_p и величины магнитного поля B . При этом коэффициенты корреляции между временным ходом параметров для данной крупномасштабной структуры принимают следующие значения: $R_{\text{МС}}(N_{\alpha}/N_p, B) = 0.8$, $R_{\text{МС}}(N_{\alpha}/N_p, N_p kT) = -0.4$, что хорошо согласуется с результатами работы [18]. Однако на интервалах меньшего масштаба значения коэффициентов корреляции между этими параметрами сильно варьируют и могут принимать как значимые положительные, так и отрицательные значения. Это хорошо видно на рис. 1г и рис. 1д, где отображены изменения коэффициен-

тов корреляции $R(N_{\alpha}/N_p, B)$, $R(N_{\alpha}/N_p, N_p kT)$ с течением времени. В данном примере корреляция R между параметрами для наглядности рассчитывалась на отдельных двухчасовых интервалах с временным сдвигом относительно друг друга на 15 мин.

Таким образом, в магнитном облаке корреляция относительного содержания гелия с величиной межпланетного магнитного поля наблюдается лишь в среднем на больших масштабах, а локально на масштабах 10^5 – 10^6 км существует множество тонких структур, в которых N_{α}/N_p может как коррелировать, так и антикоррелировать с B . Более подробный анализ подобных структур рассмотрен ниже. Идентификация структур проводилась на основе измерений плотности протонов и ионов гелия.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для анализа связи относительного содержания гелия с другими параметрами на отобранных часовых интервалах исследовались коэффициенты корреляции R следующих пар параметров: N_{α}/N_p и β ; N_{α}/N_p и B ; N_{α}/N_p и $N_p kT$; N_{α}/N_p и N_p , а также N_{α}/N_p и T . Распределения соответствующих коэффициентов корреляции для интервалов внутри МС показаны на рис. 2, для интервалов внутри ЕЈЕСТА – на рис. 3. Видно, что на интервалах в обоих типах ICME распределения коэффициентов корреляции между содержанием гелия и параметром β , величиной магнитного поля, тепло-

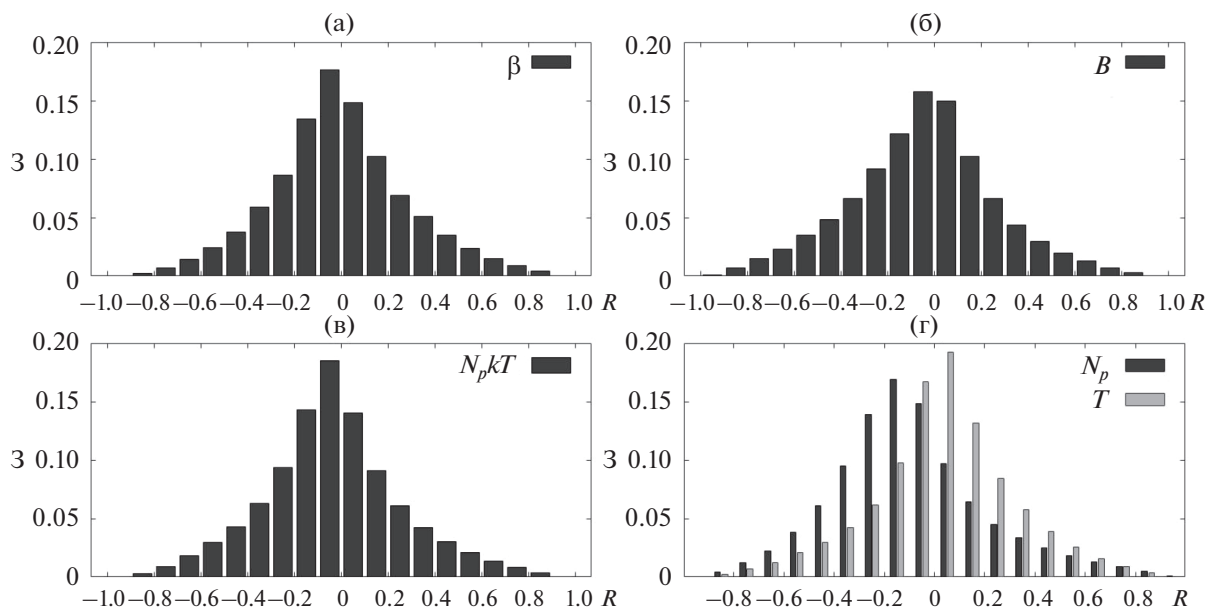


Рис. 3. Те же распределения, что и на рис. 2, но для ЕЖЕСТА.

вым давлением, а также температурой протонов близки к симметричным, при этом средние и медианные значения R близки к нулю. К примеру, медиана $R(N_{\alpha}/N_p, B)$ равна -0.05 для обоих типов ICME, а медиана $R(N_{\alpha}/N_p, N_p kT)$ составляет -0.01 для событий MC и -0.04 для событий ЕЖЕСТА. Распределение $R(N_{\alpha}/N_p, N_p)$ смещено в сторону отрицательных значений, что ожидаемо, поскольку по определению величина относительного содержания гелия является отношением плотности гелия к плотности протонов. Следует отметить, что коэффициенты корреляции для всех пар параметров имеют широкие распределения — наблюдаются случаи со значимой положительной или отрицательной корреляцией между параметрами. Например, если рассматривать корреляцию содержания гелия и величины магнитного поля, число случаев с $R(N_{\alpha}/N_p, B) \leq -0.6$ равно 1024 для MC и 3589 для ЕЖЕСТА, что составляет ~ 7 и $\sim 5\%$ соответственно, а с $R(N_{\alpha}/N_p, B) \geq 0.6$ — 544 для MC и 1744 для ЕЖЕСТА (~ 4 и $\sim 2\%$).

В качестве примеров интервалов с высокими положительными или отрицательными значениями коэффициентов корреляции в работе рассматриваются два интервала, для которых на рис. 4 и 5 показан временной ход параметров: относительного содержания гелия N_{α}/N_p , параметра β , величины ММП B , теплового давления $N_p kT$, плотности протонов N_p и гелия N_{α} , а также температуры протонов T .

На рис. 4 приведен пример структуры на интервале с 08.15 до 09.15 28.II.2012 внутри магнитного облака, которое наблюдалось с 19.00 27.II.2012 по 11.00 28.II.2012. Коэффициенты корреляции между содержанием гелия и параметром β , величиной

ММП, тепловым давлением на данном часовом интервале принимают следующие значения: $R(N_{\alpha}/N_p, \beta) = 0.82$, $R(N_{\alpha}/N_p, B) = -0.82$, $R(N_{\alpha}/N_p, N_p kT) = 0.87$. То есть наблюдается высокая антикорреляция содержания гелия с величиной магнитного поля, а также положительная корреляция с тепловым давлением и плазменным параметром β . При этом коэффициент корреляции между величиной магнитного поля и тепловым давлением составляет $R(B, N_p kT) = -0.97$. Таким образом, на анализируемом интервале отсутствует тенденция к корреляции содержания гелия и магнитного поля, характерная для крупномасштабной структуры ICME [18], и при этом явно наблюдается тенденция к сохранению баланса давлений в рассматриваемой структуре (см. Введение). В выделенной цветом области на рисунке видно, что содержание гелия растет одновременно с уменьшением величины магнитного поля. Длительность структуры составляет приблизительно 25 мин ($\sim 6 \cdot 10^5$ км), при этом толщина ее границ не превышает 1–2 мин ($2\text{--}5 \cdot 10^4$ км). Известно, что подобные структуры часто встречаются в солнечном ветре [23, 29].

На рис. 5 приведен пример структуры на интервале 08.X.2011 с 12.15 до 13.15 внутри события типа ЕЖЕСТА 08.X.2011 05.00–08.X.2011 14.00. Значения коэффициентов корреляции между соответствующими параметрами составляют: $R(N_{\alpha}/N_p, \beta) = -0.74$, $R(N_{\alpha}/N_p, B) = 0.82$, $R(N_{\alpha}/N_p, N_p kT) = -0.43$. В данном случае видна высокая положительная корреляция относительного содержания гелия с величиной магнитного поля и высокая антикорреляция с плазменным параметром β . В области, выделенной на рисунке цветом, хоро-

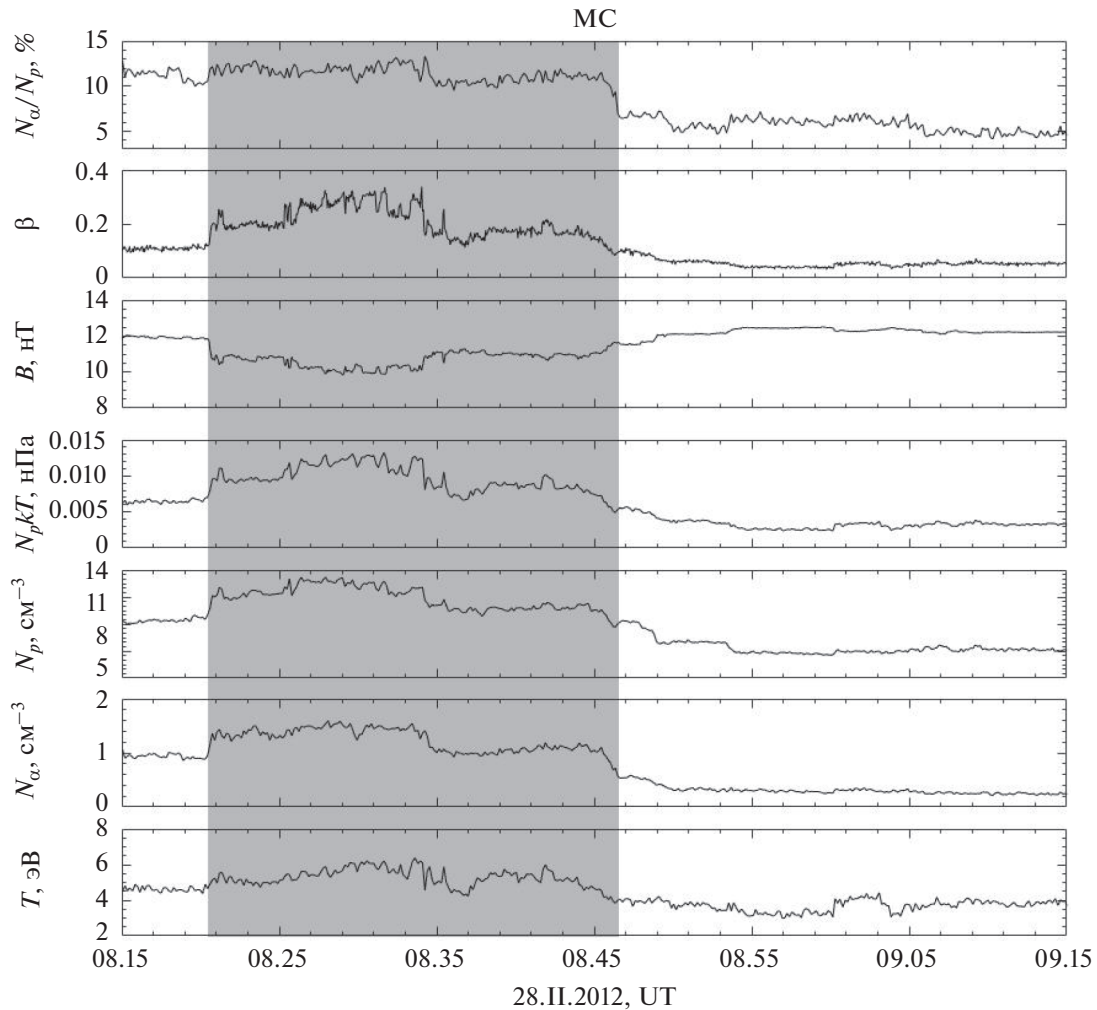


Рис. 4. Временной ход параметров на интервале 28.11.2012 08.15–09.15, который находится внутри МС (см. раздел 2). Цветом выделена область со среднемасштабной структурой $\sim 6 \cdot 10^5$ км.

шо виден рост содержания гелия на фоне увеличения модуля межпланетного магнитного поля — причем относительное содержание гелия растет за счет увеличения плотности гелия, а не за счет падения плотности протонов. Таким образом, в данной структуре, продолжительность которой составляет около 22 мин ($\sim 5 \cdot 10^5$ км), наблюдается ситуация, аналогичная крупномасштабным изменениям в ICME [18]. При этом содержание гелия на интервале антикоррелирует с тепловым давлением, однако величина коэффициента корреляции по модулю сравнительно невелика. Коэффициент корреляции между величиной магнитного поля и тепловым давлением составляет $R(B, N_p kT) = -0.59$, т.е. для этого интервала также характерна антикорреляция теплового и магнитного давлений, указывающая на сохранение баланса давлений на границах исследуемой среднемасштабной структуры.

Рассмотренные примеры свидетельствуют о том, что в локальных областях внутри ICME рост

содержания гелия может наблюдаться как при увеличении, так и при уменьшении величины магнитного поля. При этом среднемасштабные структуры, на которых содержание гелия растет одновременно с величиной магнитного поля, что характерно для больших масштабов в ICME в целом, встречаются сравнительно редко. Примерно в два раза чаще наблюдаются интервалы с ростом содержания гелия при спаде величины магнитного поля внутри ICME. В то же время как в случаях положительной, так и отрицательной корреляции содержания гелия с величиной магнитного поля встречаются структуры с антикорреляцией магнитного поля и теплового давления, т.е. имеется тенденция к сохранению баланса давлений.

Также важным вопросом является то, при каких условиях в солнечном ветре наблюдаются подобные структуры со значимой положительной или отрицательной корреляцией. В данной работе была рассмотрена связь значений коэффициентов корреляции между парами параметров СВ с

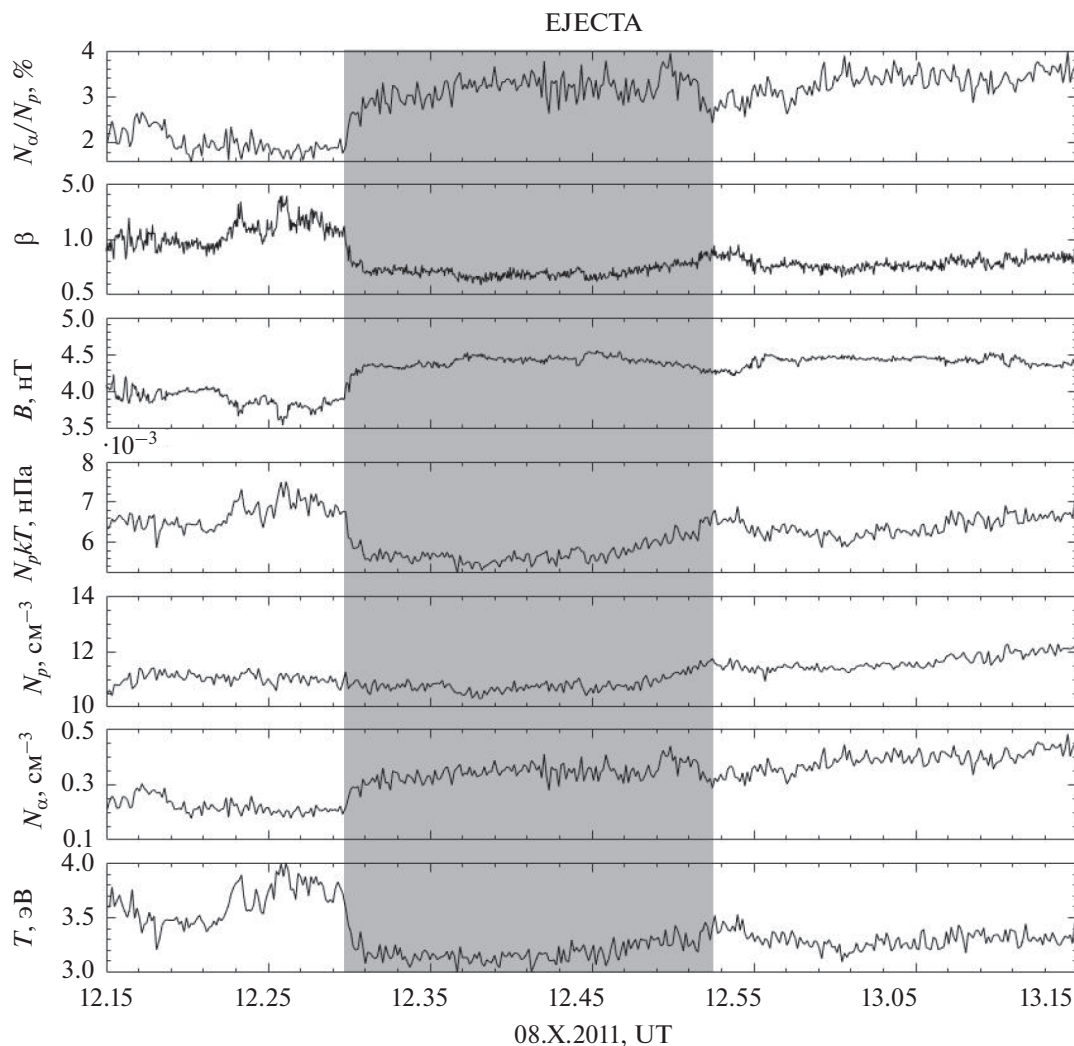


Рис. 5. Временной ход параметров на интервале 8.X.2011 12.15–13.15, который находится внутри ЕЈЕСТА (см. раздел 2). Цветом выделена область со среднemasштабной структурой $\sim 5 \cdot 10^5$ км.

медианными величинами исследуемых параметров. Для этого отобранные для анализа интервалы были разделены на группы по величине коэффициента корреляции и для каждой группы вычислялись медианные значения параметров плазмы и магнитного поля.

На рис. 6 представлены медианные значения параметра β и теплового давления для групп интервалов с разными значениями коэффициента корреляции $R(N_\alpha/N_p, B)$ в МС и в ЕЈЕСТА. По оси абсцисс на этих гистограммах отложены диапазоны коэффициента корреляции от -1 до 1 с шагом 0.2 . По оси ординат – медианные значения параметров, рассчитанные для групп интервалов, в которых величина $R(N_\alpha/N_p, B)$ попадала в соответствующий диапазон значений коэффициента корреляции. Аналогичные гистограммы для медианных значений других параметров от $R(N_\alpha/N_p, B)$, а также от значений корреляции R между другими

парами параметров не приводятся, так как на них не было обнаружено значимых зависимостей. На гистограммах можно выделить следующие особенности:

1. Положительная корреляция $R(N_\alpha/N_p, B) > 0.6$ соответствует более низким медианным значениям параметра β , чем высокая отрицательная корреляция. Особенно четко это видно для событий типа МС.

2. Модуль коэффициента корреляции между содержанием гелия и величиной магнитного поля повышается с ростом медианного значения теплового давления на интервале, причем при наиболее высоких значениях медианы $N_p kT$ наблюдается высокая степень антикорреляции $R(N_\alpha/N_p, B) < -0.8$.

Первая особенность согласуется с результатами, которые были получены для масштабов $\sim 10^7$ км, и может указывать на существование на масштабах

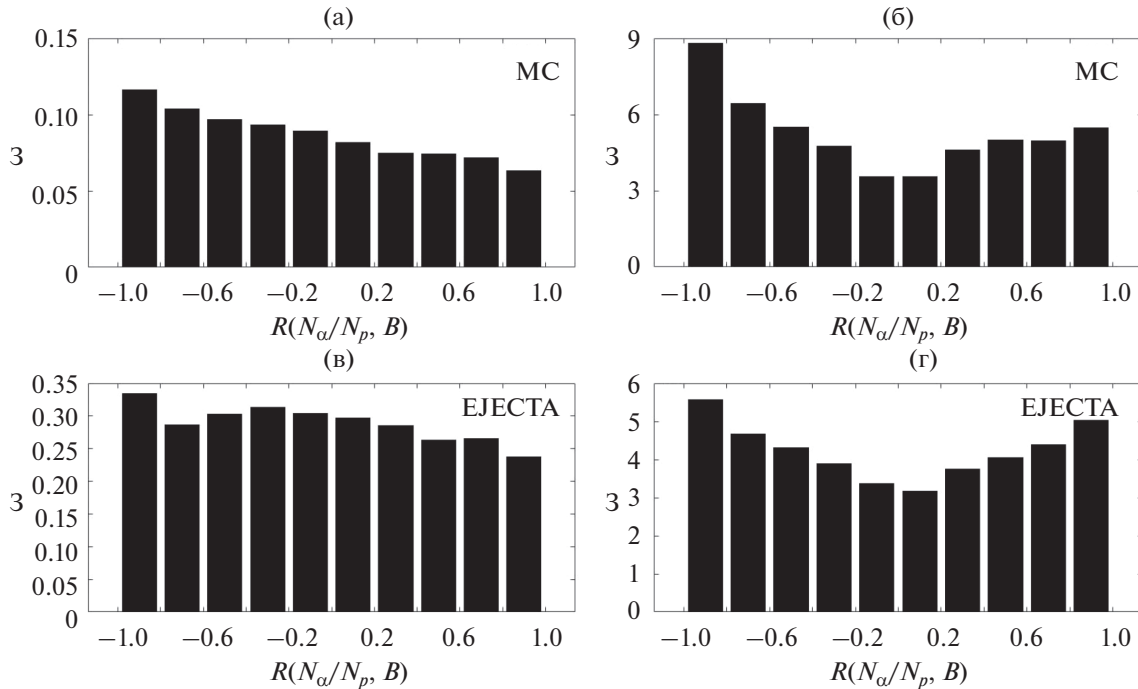


Рис. 6. Медианные значения параметра β и теплового давления $N_p kT$ для разных значений коэффициента корреляции $R(N_\alpha/N_p, B)$ между содержанием гелия и величиной ММП в МС (а, б) и в ЕЈЕСТА (в, г). Каждый бин обозначает группу интервалов с соответствующими значениями коэффициента корреляции.

10^5 – 10^6 км токовых структур, обогащенных ионами гелия, схожих с электрическим током внутри ICME, гипотеза о существовании которого на масштабах $\sim 10^6$ км выдвигалась ранее [17]. Вторая свидетельствует о том, что для интервалов, на которых содержание гелия антикоррелирует с магнитным полем, характерен более высокий уровень теплового давления. При этом на подобных интервалах может наблюдаться тенденция к балансу давлений – пример такого события приведен на рис. 4. По-видимому, в этом случае условия в меньшей степени способствуют формированию электрического тока.

Отметим, что на масштабах 10^7 км корреляция содержания гелия и величины ММП наблюдается, как правило, в МС – т.е. приблизительно в 10% всех наблюдаемых ICME [36]. Этот факт был объяснен тем, что электрический ток занимает область размером $\sim 10^6$ км, т.е. лишь 10% от размера ICME. Поэтому и на масштабах меньше 10^6 км электрический ток может иметь достаточно малые размеры и занимать небольшую часть всей области. Таким образом, полученные на масштабах 10^5 – 10^6 км результаты не противоречат выдвинутой ранее гипотезе об универсальном законе природы, заключающемся в многослойном характере токовых слоев в плазме разного происхождения, обогащенной малыми тяжелыми ионными компонентами [37].

ВЫВОДЫ

В данной работе на основе данных 26-летних измерений космического аппарата *WIND* исследовалась связь относительного содержания ионов гелия N_α/N_p с параметрами плазмы солнечного ветра и межпланетного магнитного поля внутри ICME на средних пространственных масштабах 10^5 – 10^6 км. Анализ полученных результатов показал следующее:

1. В отличие от больших масштабов ($\sim 10^7$ км) [17, 18], на средних масштабах 10^5 – 10^6 км отсутствует однозначная антикорреляция содержания гелия и параметра β как в МС, так и в ЕЈЕСТА.
2. На средних масштабах также отсутствует однозначная корреляция содержания гелия с величиной магнитного поля, т.е. рост содержания гелия в ICME может наблюдаться как при увеличении, так и при уменьшении величины магнитного поля.
3. Выявлено существование внутри ICME среднemasштабных структур с высокой корреляцией содержания гелия и величины магнитного поля, а также структур с четкой антикорреляцией этих двух параметров. Подобные структуры, как правило, встречаются на фоне антикорреляции магнитного поля и теплового давления, т.е. наблюдается тенденция к сохранению баланса давлений на структурах.

Таким образом, характер связи содержания гелия с другими параметрами солнечного ветра для структур среднего масштаба может отличаться в среднем от аналогичной зависимости в крупномасштабных структурах. На исследуемых масштабах выявлены структуры с тенденцией к балансу давлений. В некоторых из этих структур вместе с ростом модуля ММП может возникать локальная корреляция относительного содержания гелия с величиной магнитного поля — иными словами, можно предположить, что существуют более мелкие нити электрического тока, в которых поведение параметров аналогично обогащенному ионами гелия крупномасштабному току внутри ICME [17].

Авторы выражают благодарность создателям базы данных CDAWeb (<https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/index.html>) за возможность использования ее в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gopalswamy N., Yashiro S., Xie H.* Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds during solar cycles 23 and 24 // *J. Geophys. Res.* 2015. V. 120. P. 9221–9245. <https://doi.org/10.1002/2015JA021446>
2. *Temmer M.* Space weather: the solar perspective // *Living Rev. Sol. Phys.* 2021. V. 18. Article number 4. <https://doi.org/10.1007/s41116-021-00030-3>
3. *Yermolaev Yu.I., Nikolaeva N.S., Lodkina I.G. et al.* Large-scale solar wind structures: occurrence rate and geoeffectiveness // *AIP Conference Proceedings*. 2010. V. 1216. P. 648–651. <https://doi.org/10.1063/1.3395949>
4. *Yermolaev Yu.I., Nikolaeva N.S., Lodkina I.G. et al.* Geoeffectiveness and efficiency of CIR, Sheath, and ICME in generation of magnetic storms // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. A00L07. <https://doi.org/10.1029/2011JA017139>
5. *Jian L.K., Russell C.T., Luhmann J.G. et al.* Properties of interplanetary coronal mass ejections at one AU during 1995–2004 // *Solar Physics*. 2006. V. 239. P. 393–436. <https://doi.org/10.1007/s11207-006-0133-2>
6. *Wu C.-C., Lepping R.P.* Comparisons of characteristics of magnetic clouds and cloud-like structures during 1995–2012 // *Solar Physics*. 2015. V. 290. P. 1243–1269. <https://doi.org/10.1007/s11207-015-0656-5>
7. *Yermolaev Yu.I., Lodkina I.G., Nikolaeva N.S. et al.* Dynamics of Large-Scale Solar-Wind Streams Obtained by the Double Superposed Epoch Analysis: 2. Comparisons of CIRs vs. Sheaths and MCs vs. Ejecta // *Solar Physics*. 2017. V. 292. P. 193. <https://doi.org/10.1007/s11207-017-1205-1>
8. *Zhang J., Temmer M., Gopalswamy N. et al.* Earth-affecting solar transients: a review of progresses in solar cycle 24 // *Prog. Earth Planet. Sci.* 2021. V. 8. 56. <https://doi.org/10.1186/s40645-021-00426-7>
9. *Zurbuchen T.H., Richardson I.G.* In-situ solar wind and magnetic field signatures of interplanetary coronal mass ejections // *Space Sci. Rev.* 2006. V. 123. P. 31–43. <https://doi.org/10.1007/s11214-006-9010-4>
10. *Zurbuchen T.H., Weberg M., Von Steiger R. et al.* Composition of coronal mass ejections // *Astrophysical J.* 2016. V. 826. № 1. P. 10. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/826/1/10>
11. *Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г. и др.* Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2000 гг. // *Космич. исслед.* 2009. Т. 47. № 2. С. 99–113. (*Cosmic Research*. P. 81–94.) <https://doi.org/10.1134/S0010952509020014>
12. *Ермолаев Ю.И.* Наблюдение ионов He⁺⁺ в солнечном ветре // *Космич. исслед.* 1994. Т. 32. № 1. С. 93–125. (*Cosmic Research*. P. 71.)
13. *Feldman W.C., Asbrige J.R., Bame S.J. et al.* Longterm variations of selected solar wind properties: IMP 6, 7 and 8 results // *J. Geophys. Res.* 1978. V. 83. № 5. P. 2177–2189. <https://doi.org/10.1029/JA083IA05P02177>
14. *Hirshberg J., Bame S.J., Robbins D.E.* Solar flares and solar wind helium enrichments: July 1965–July 1967 // *Sol. Phys.* 1972. V. 23. P. 467–486. <https://doi.org/10.1007/BF00148109>
15. *Yermolaev Yu.I., Stupin V.V.* Helium abundance and dynamics in different types of solar wind streams: The Prognost 7 observations // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. № A2. P. 2125–2136. <https://doi.org/10.1029/96JA01635>
16. *Geiss J.* Processes affecting abundances in the solar wind // *Space Sci. Rev.* 1982. V. 33. P. 201–217. https://doi.org/10.1007/978-94-009-7953-6_9
17. *Yermolaev Yu.I., Lodkina I.G., Yermolaev M.Yu. et al.* Dynamics of large-scale solar-wind streams obtained by the double superposed epoch analysis: 4. Helium abundance // *J. Geophys. Res.* 2020. V. 125. № 7. <https://doi.org/10.1029/2020JA027878>
18. *Хохлачев А.А., Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г. и др.* Вариации содержания гелия в межпланетных выбросах корональной массы (ICME) // *Космич. исслед.* 2022. Т. 60. № 2. С. 93–98. (*Cosmic Research*. P. 67–72.) <https://doi.org/10.31857/S0023420622020042>
19. *Kasper J.C., Stevens M.L., Lazarus A.J. et al.* Solar wind helium abundance as a function of speed and heliographic latitude variation through a solar cycle // *Astrophysical J.* 2007. V. 660. № 1. P. 901–910. <https://doi.org/10.1086/510842>
20. *Richardson J.D., Richardson I.G., Kasper J.C. et al.* Helium variation in the solar wind // *Proc. ISCS 2003 Symposium*. 2003. ESA SP-535. P. 521–526.
21. *Schwenn R.* Solar Wind Sources and Their Variations over the Solar Cycle // *Solar Dynamics and Its Effects on the Heliosphere and Earth* / eds. Baker D.N., Klecker B., Schwartz S.J., Schwenn R., Steiger R. *Space Sciences Series of ISSI*. V. 22. N. Y.: Springer, 2007. P. 51–76. https://doi.org/10.1007/978-0-387-69532-7_5
22. *Ермолаев Ю.И.* Где образуются среднемасштабные вариации солнечного ветра? // *Геомagnetизм и аэрономия*. 2014. Т. 54. № 2. С. 174–175. <https://doi.org/10.7868/s0016794014020096>

23. *Borovsky J.E.* Flux tube texture of the solar wind: Strands of the magnetic carpet at 1 AU? // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. № A08.
<https://doi.org/10.1029/2007JA012684>
24. *Owens M.J., Wicks R.T., Horbury T.S.* Magnetic Discontinuities in the Near-Earth Solar Wind: Evidence of In-Transit Turbulence or Remnants of Coronal Structure? // *Solar Physics.* 2011. V. 269. № 2. P. 411–420.
<https://doi.org/10.1007/S11207-010-9695-0>
25. *Tu C.-Y., Marsch E.* MHD structures, waves and turbulence in the solar wind: observations and theories // *Space Science Reviews.* 1995. V. 73. P. 1–210.
<https://doi.org/10.1007/BF00748891>
26. *Bavassano B.* Recent observations of MHD fluctuations in the solar wind // *Ann. Geophys.* 1994. V. 12. P. 97–104.
<https://doi.org/10.1007/s00585-994-0097-1>
27. *Malara F., Primavera L., Veltri P.* Compressive fluctuations generated by time evolution of Alfvénic perturbations in the solar wind current sheet // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. № A10. P. 21597–21617.
<https://doi.org/10.1029/96JA01637>
28. *Bruno R., Carbone V., Veltri P. et al.* Identifying intermittency events in the solar wind // *Planet. Space Sci.* 2001. V. 49. № 12. P. 1201–1210.
[https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(01\)00061-7](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(01)00061-7)
29. *Riazantseva M.O., Zastenker G.N., Richardson J.D. et al.* Sharp boundaries of small- and middle-scale solar wind structures // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. A12110.
<https://doi.org/10.1029/2005JA011307>
30. *Burlaga L.F., Ogilvie K.W.* Magnetic and Thermal Pressures in the Solar Wind // *Solar Physics.* 1970. V. 15. № 1. P. 61–71.
<https://doi.org/10.1007/BF00149472>
31. *Riazantseva M.O., Zastenker G.N., Richardson J.D.* The characteristics of sharp (small-scale) boundaries of solar wind plasma and magnetic field structures // *Adv. Space Res.* 2005. V. 35. № 12. P. 2147–2151.
<https://doi.org/10.1016/J.ASR.2004.12.011>
32. *Neugebauer M., Snyder C.W.* Mariner 2 observations of the solar wind average properties: 1. Average Properties // *J. Geophys. Res.* 1966. V. 71. P. 4469–4484.
<https://doi.org/10.1029/JZ0711019P04469>
33. *Lin R.P., Anderson K.A., Ashford S. et al.* A three-dimensional plasma and energetic particle investigation for the wind spacecraft // *Space Sci. Rev.* 1995. V. 71. P. 125–153.
<https://doi.org/10.1007/BF00751328>
34. *Lepping R.P., Acuna M.H., Burlaga L.F. et al.* The WIND magnetic field investigation // *Space Sci. Rev.* 1995. V. 71. P. 207.
<https://doi.org/10.1007/BF00751330>
35. *King J.H., Papitashvili N.E.* Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. № A2. A02209.
<https://doi.org/10.1029/2004JA010649>
36. *Ермолаев Ю.И.* Оценка размера электрического тока с повышенным содержанием гелия внутри магнитного облака // *Космич. исслед.* 2019. Т. 57. № 6. С. 477–478. (*Cosmic Research.* P. 471–472.).
<https://doi.org/10.1134/S0023420619060049>
37. *Grigorenko E.E., Shuvalov S.D., Malova H.V. et al.* Imprints of quasi-adiabatic ion dynamics on the current sheet structures observed in the Martian magnetotail by MAVEN // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2017. V. 122. № 10. P. 176–193.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024216>

УДК 539.1.07+524.6

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛИ КОСМИЧЕСКОГО КОРАБЛЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ ЗАЩИЩЕННОСТИ ОТ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2022 г. Д. А. Карташов¹, А. Э. Лишнеvский¹, В. А. Шуршаков¹, *¹Институт медико-биологических проблем РАН, Москва, Россия

*shurhakov@imbp.ru

Поступила в редакцию 26.01.2022 г.

После доработки 30.03.2022 г.

Принята к публикации 04.05.2022 г.

В работе продемонстрировано использование электронной трехмерной модели космического корабля с экипажем из 4-х человек, моделируемых антропоморфными фантомами, сидящими в креслах, для расчета доз космической радиации в представительных точках критических органов тела космонавта. При этом методом трассировки лучей получены функции экранированности для выбранных представительных точек кожи, кроветворной и центральной нервной системы. Для описания характеристик ионизирующих космических излучений использовались кривые ослабления доз галактического космического излучения и радиационных поясов Земли на околоземной орбите высотой 450 км и наклоном 51.6°. Проведенный расчет показал выполнение требований радиационной безопасности экипажа для выбранной модели космического корабля и заданной орбиты в минимуме и максимуме солнечной активности. Использование электронных трехмерных моделей позволяет на этапе проектирования производить необходимые оценки дозовых нагрузок с учетом оптимизации компоновки космического корабля при имеющихся ограничениях на полную массу.

DOI: 10.31857/S0023420622060048

ВВЕДЕНИЕ

При проектировании пилотируемых космических кораблей (КК) одной из важных задач является обеспечение радиационной безопасности членов экипажа для планируемых программ полета, проектная оценка ожидаемых уровней радиационных нагрузок на членов экипажа. Проектные оценки доз должны соответствовать нормативным уровням воздействия радиации при космических полетах [1, 2]. Нормативные уровни задаются в виде дозовых нагрузок на критические органы тела человека, а также в виде эффективной дозы, для определения которой необходимо рассчитать распределение эквивалентной дозы в теле человека. В данной работе рассмотрены отдельные представительные точки (ПТ) тела человека, задаваемые в антропоморфном фантоме стандартного работника [3, 4], для следующих критических органов: хрусталик глаза (ХГ), кроветворная система (КТС) и центральная нервная система (ЦНС).

В общем случае при расчете доз космического ионизирующего излучения в теле космонавта внутри КК необходимо решить следующие задачи:

– учесть сложный состав, широкий энергетический спектр и угловое распределение космического

ионизирующего излучения, представленные в моделях радиационных условий в космическом пространстве, например [5–8];

– учесть геометрию КК, включая размещаемое внутри оборудование, имеющее различный состав вещества и плотность, а также самоэкранированность ПТ внутри тела космонавта;

– для выбранных геометрии задачи и характеристик ионизирующего излучения смоделировать прохождение излучения через вещество КК и тело космонавта, например [9–12].

В работе [13] описан подход к расчету распределения доз в теле космонавта внутри КК, основанный на применении метода трассировки лучей для определения функций экранированности (ФЭ) и кривых ослабления (КО) доз космического излучения.

ФЭ для выбранной точки \vec{r}_0 определяется как плотность вероятности встретить толщину защиты в интервале от x до $x + dx$ для лучей, исходящих из выбранной точки и равномерно распределенных в полном телесном угле 4π стерадиан:

$$p(\vec{r}_0, x) = \frac{dP(\vec{r}_0, x)}{dx}, \quad (1)$$

где $p(\vec{r}_0, x)$ – интегральная вероятность в точке \vec{r}_0 встретить толщину защиты меньше x .

Необходимо выполнение следующих условий нормализации:

$$\int_{x_{\min}}^{x_{\max}} p(\vec{r}_0, x) dx = 1, \quad (2)$$

где x_{\min} , x_{\max} – минимальные и максимальные толщины защиты для точки \vec{r}_0 , соответственно.

КО доз космического ионизирующего излучения $H(x)$ – зависимость дозы от толщины защиты при нормальном падении излучения на плоский слой – используется для расчета дозы $H(\vec{r}_0)$ в выбранной точке \vec{r}_0 , при известной ФЭ по формуле:

$$H(\vec{r}_0) = \int p(\vec{r}_0, x) H(x) dx. \quad (3)$$

Метод основан на допущении, что доза за защитой в виде бесконечного плоского слоя вещества при нормальном падении излучения эквивалентна дозе в центре сферического слоя того же вещества одинаковой толщины для изотропного падения излучения.

Особенности космического ионизирующего излучения на данной орбите и создаваемая им дозовая нагрузка за защитой КК внутри тела космонавта учитываются КО для заданных параметров орбиты и фазы цикла солнечной активности (СА).

Сложная геометрия КК и модели тела космонавта учитываются расчетом ФЭ. Для расчета ФЭ необходимо математическое описание геометрии КК, включая элементы его компоновки и оборудования, что является сложным и трудоемким процессом, особенно если принимать во внимание большое количество рассматриваемых элементов. В настоящее время разработка КК ведется с использованием современных средств и методов цифрового проектирования, в результате создаются электронные трехмерные модели [14], включающие описание геометрии КК в целом, его составных частей и используемых материалов.

Целью данной работы является демонстрация использования электронной трехмерной модели КК для расчета доз космической радиации в представительных точках антропоморфного фантома, расположенного внутри КК.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНКЦИЙ ЭКРАНИРОВАННОСТИ ПРЕДСТАВИТЕЛЬНЫХ ТОЧЕК ТЕЛА КОСМОНАВТА ВНУТРИ КОСМИЧЕСКОГО КОРАБЛЯ

В качестве исходных данных рассматриваются точка, для которой производится расчет защищенности, и набор экранирующих объектов. В основу метода определения ФЭ положена тех-

нология трассировки лучей, примененная в [13] для случаев расположения точки как внутри, так и снаружи объекта (модуль станции, фантом и т.д.) Под объектом понимается область пространства, ограниченная замкнутой поверхностью. Химический состав и плотность вещества внутри каждого объекта считаются постоянными. Внутри объекта допускается существование полостей, имеющих нулевую плотность. Объект, используемый в расчетной модели, задается набором смежно расположенных треугольников, полностью описывающих его поверхность. Для выбранной точки задается набор лучей, равномерно покрывающих полный телесный угол. Количество треугольников, описывающих поверхность объектов, и количество исходящих из заданной точки лучей определяются из соображений достаточной точности геометрического описания исходных данных.

Рассмотрим расчет экранированности точки одним объектом, который представлен в виде набора непересекающихся треугольников, полностью покрывающих его поверхность. Алгоритм расчета заключается в следующем:

1. С использованием электронной трехмерной модели задаются координаты вершин треугольников, описывающих поверхность объекта.
2. Задаются координаты исходной точки, для которой необходимо провести расчет ФЭ.
3. Задается набор лучей, исходящих из выбранной точки, равномерно распределенных в телесном угле 4π стерадиан.
4. Для выбранного луча определяются треугольники, заданные в п.1, которые он пересекает.
5. Полученные точки пересечения луча с объектом ранжируются в порядке возрастания расстояния до исходной точки.
6. Определяется местонахождение исходной точки по отношению к объекту: если луч пересекает объект четное число раз, то исходная точка находится вне объекта; если луч пересекает объект нечетное число раз, то исходная точка находится внутри объекта.
7. Для случаев, когда луч пересекает объект, определяются расстояния l_j , которые луч проходит внутри, а именно: расстояния между соседними точками пересечения луча с объектом, начиная с исходной, если она находится внутри, или исключая ее, если исходная точка находится вне ($j = 1, 2, \dots, N$, где N – число прохождений луча внутри объекта).
8. Полученные в п. 7 расстояния l_j суммируются и умножаются на плотность объекта ρ , что характеризует массовую толщину вещества x , экранирующего точку в заданном направлении: $x = \rho \sum l_j$.
9. Повторяя для каждого луча п.п. 4–8, определяется набор толщин вещества $\{x\}$ объекта во всех направлениях по отношению к исходной точке.

10. Для выбранной сетки толщин защиты вычисляется ФЭ $p(x)$ как частота попадания толщин вещества, полученных в п. 9, в заданные интервалы сетки.

Таким образом, рассчитывается ФЭ точки объектом произвольной формы.

Представленный алгоритм также применим для условий, когда точка экранирована несколькими объектами различного химического состава и плотности. В таком случае расчет ФЭ проводится независимо для каждого объекта по п.п. 1–9 с учетом его плотности. Далее, по каждому направлению производится суммирование толщин защиты x_i от каждого объекта ($i = 1, 2, \dots, K$, где K – число объектов).

Перед суммированием необходимо учесть различия в плотности ионизационных потерь энергии частиц (dE/dx) в веществах, отличающихся по химическому составу, т.е. свести различные вещества к одному базовому, как правило, алюминий или ткань (вода), для которого задана кривая ослабления дозы $H(x)$, см. формулу (3). Подобный учет проводится посредством умножения x_i на отношение соответствующих плотностей потерь энергии: $(dE/dx)_{\text{вещество объекта}} / (dE/dx)_{\text{базовое вещество}}$. В качестве dE/dx , как правило, берется значение для протонов, усредненное по спектру частиц, или при фиксированной энергии, например $E_p = 50$ МэВ, как это рекомендовано в [15].

Для перехода к дозовым оценкам ФЭ используется совместно с КО (см. формулу (3)), где интегрирование проводится по толщине защиты. Другой возможностью оценить дозу в рамках данного подхода является интегрирование по полному телесному углу доз, полученных с учетом толщин защиты и энергетических спектров для каждого направления, при этом имеется возможность при необходимости учесть анизотропию поля излучения.

Оценка защищенности от космической радиации проводится для моделируемого КК (см. рис. 1), который состоит из следующих основных частей: обитаемый отсек (ОО), предназначенный для размещения членов экипажа и их возврата на Землю, включающий также стыковочный аппарат и другие компоненты; двигательный отсек (ДО), обеспечивающий возможность межорбитального маневрирования, и агрегатный отсек (АО), непосредственно примыкающий к ОО. АО постоянно находится в составе КК и позволяет выполнять необходимые действия для реализации мягкой посадки. ДО перед посадкой отстыковывается, при этом изменяется общая масса КК и условия защищенности экипажа.

Рассматривается модель КК со следующими характеристиками: общая масса – 12 т, масса ДО – 4 т, масса ОО – 6 т, масса АО – 2 т, мини-

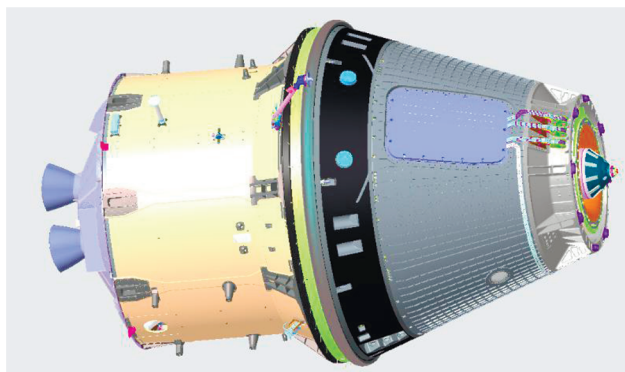


Рис. 1. Электронная модель орбитальной конфигурации КК, включающей ДО.

мальная толщина оболочки – 1.0 г/см^2 в пересчете на тканеэквивалентное вещество [13]. Конкретные габаритно-массовые характеристики КК и его оборудования (кресла для космонавтов, элементы системы жизнеобеспечения и др.) задаются в его конструкторской документации, которая в части 3D модели, содержащей описание формы всех поверхностей и их сопряжения, является исходными данными для проведения расчетов защищенности. В креслах для космонавтов помещены антропоморфные фантомы (см. рис. 2), заданные в ГОСТ [3]. Фантомы представляют собой модель тела стандартного человека, в которой определены места нахождения ПТ критических органов. Расчет радиационных нагрузок производится в ПТ и сопоставляется с дозовым нормативом [2] для соответствующего критического органа.

ФЭ рассчитывается для выбранной ПТ хрусталика глаза (ХГ), кроветворной системы (КТС) в районе груди и центральной нервной системы (ЦНС) в головном мозге. Для выбранных ПТ минимальные толщины самоэкранированности ХГ, КТС и ЦНС составляют, соответственно, 0.3, 5.0 и 7.0 см тканеэквивалентного вещества. Расчеты ФЭ проведены для экипажа КК, состоящего из 2-х или 4-х человек, при этом рассмотрены фантомы как в крайнем, так и в центральном креслах. Расчет ФЭ проведен методом трассировки лучей, при этом выбрано 17822 луча с шагом 0.02 по косинусу полярного угла и 2 градуса по азимутальному углу. В результате получен набор отрезков, представляющих собой, с учетом плотности вещества, толщины защиты в полном телесном угле для выбранной точки.

На рис. 3 показан результат трассировки для ХГ крайнего члена экипажа из 4-х человек в КК с ДО. На рис. 4 показан результат трассировки для ПТ КТС члена экипажа из 2-х человек при их центральном расположении (два крайних кресла – свободны) в КК без ДО. На рис. 3 и 4 отдельные элементы КК условно не показаны, при этом отображены не-



Рис. 2. Расположение членов экипажа, представленных в виде антропоморфных фантомов, в креслах внутри КК, оболочка КК условно не показана.

сколько случайно выбранных лучей трассировки, выходящих из каждой ПТ.

В общем случае защищенность точки определяется совокупностью всех окружающих объектов, таких как: элементы оболочки КК, внутреннее оборудование КК, космонавты и др. С учетом массы, размеров, плотности и химического состава материала объекты, занимающие малый телесный угол, дают незначительный вклад в общую защищенность и напротив, этот вклад существенен от объектов, занимающих большой телесный угол. Предложенная методика позволяет определять вклад каждого объекта в общую защищенность и, таким образом, легко оценивать изменение защищенности при удалении существующих и добавлении новых объектов, что важно на этапе проектирования с учетом имеющихся ограничений на массу КК и объем обитаемых отсеков.

На рис. 5 показаны ФЭ для представительных точек ХГ, КТС и ЦНС для экипажа из 4-х человек при расположении фантома в крайнем кресле в КК без ДО. В рассматриваемом случае минималь-

ные значения толщины защиты для каждой из ФЭ определяются минимальной толщиной защиты выбранной представительной точки соответствующего органа и минимальной толщиной оболочки КК. ФЭ для ХГ и ЦНС имеют выраженные максимумы вблизи минимальных толщин защиты, в то время как ФЭ для КТС такого максимума не имеет, а характеризуется практически постоянными значениями плотности вероятности в широком диапазоне толщин защиты от 6 до 32 г/см².

РАСЧЕТ ДОЗ В ПРЕДСТАВИТЕЛЬНЫХ ТОЧКАХ ТЕЛА КОСМОНАВТА ВНУТРИ КОСМИЧЕСКОГО КОРАБЛЯ

Расчеты дозовых нагрузок проведены для минимума и максимума солнечной активности и круговой орбиты высотой 450 км и наклоном 51.6°, близкой к характерной орбите МКС. Кривые ослабления для данной орбиты получены компиляцией данных из работ [15–17] и представляют собой усредненную характеристику радиационных условий для случая невозмущенной

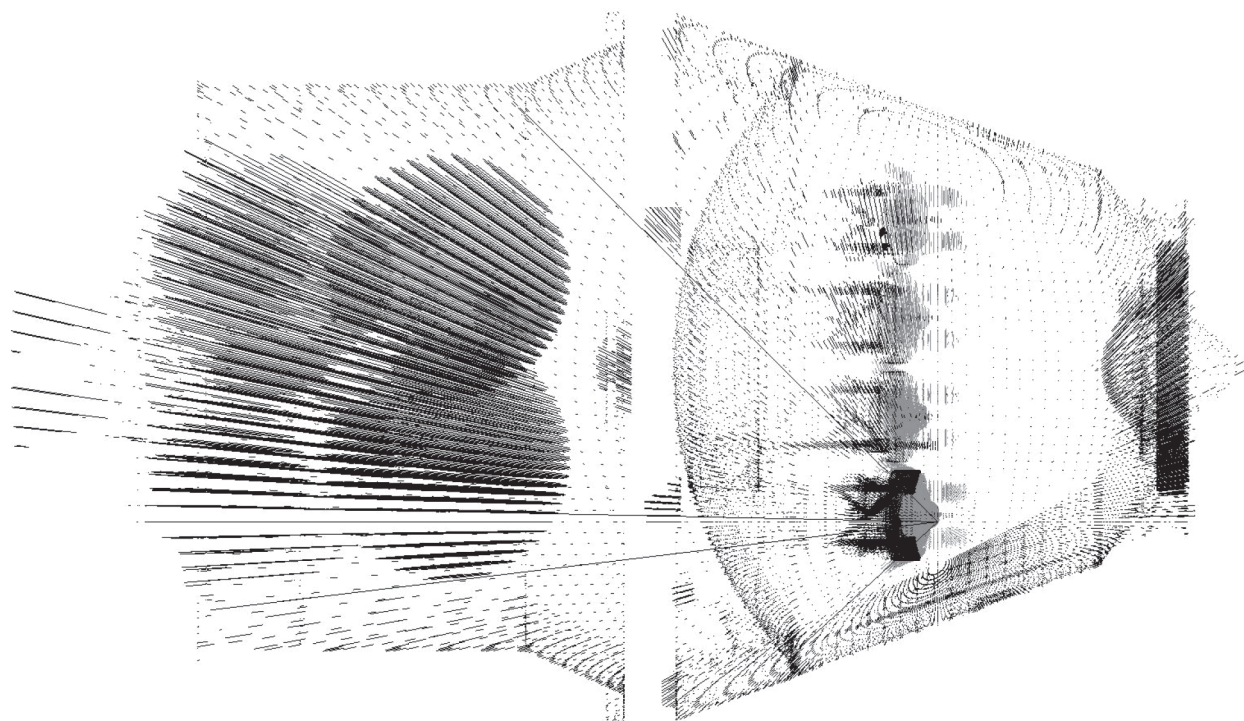


Рис. 3. Результат трассировки для представительной точки ХГ крайнего члена экипажа из 4-х человек в КК с ДО.

геомагнитной обстановки. Для орбитального полета в общем случае необходимо учесть следующие источники космического ионизирующего излучения: галактические космические лучи (ГКЛ), радиационные пояса Земли (РПЗ), солнечные космические лучи (СКЛ). ФЭ для выбранных представительных точек определены по описанной выше методике, мощности эквивалентной дозы рассчитаны по формуле (3). Данные расчета представлены в табл. 1.

Прежде всего, отметим, что полученные соотношения дозовых нагрузок – дозы в минимуме СА превышают соответствующие дозы в максимуме СА примерно в 2 раза для всех рассматриваемых точек – являются естественными для действующих в этих случаях источников ионизирующего

космического излучения – протонов РПЗ и ГКЛ в невозмущенных радиационных условиях при отсутствии солнечных протонных событий.

Из данных расчета следует, что максимальная доза для рассматриваемых представительных точек приходится на ХГ, что объясняется минимальной самоэкранированностью данной представительной точки. Если принимать во внимание только минимальную самоэкранированность представительной точки, то ожидаемая доза для ЦНС должна быть меньше, чем для КТС, поскольку минимальная глубина представительной точки ЦНС составляет 70 мм, в то время как для КТС – 50 мм, см. табл. 1. Однако, как показали проведенные расчеты, минимальная доза приходится на КТС, что связано с особенностями рас-

Таблица 1. Мощности эквивалентной дозы на околоземной орбите в представительных точках критических органов для центрального и крайнего членов экипажа из 4-х человек КК с ДО

Критический орган (ПТ)	Минимальная самоэкранированность в фантоме, мм	Дозы, мЗв/сут			
		минимум СА		максимум СА	
		центральный член экипажа	крайний член экипажа	центральный член экипажа	крайний член экипажа
ХГ	3.0	1.23	1.41	0.65	0.75
КТС	50	0.47	0.52	0.30	0.32
ЦНС	70	0.63	0.72	0.39	0.44

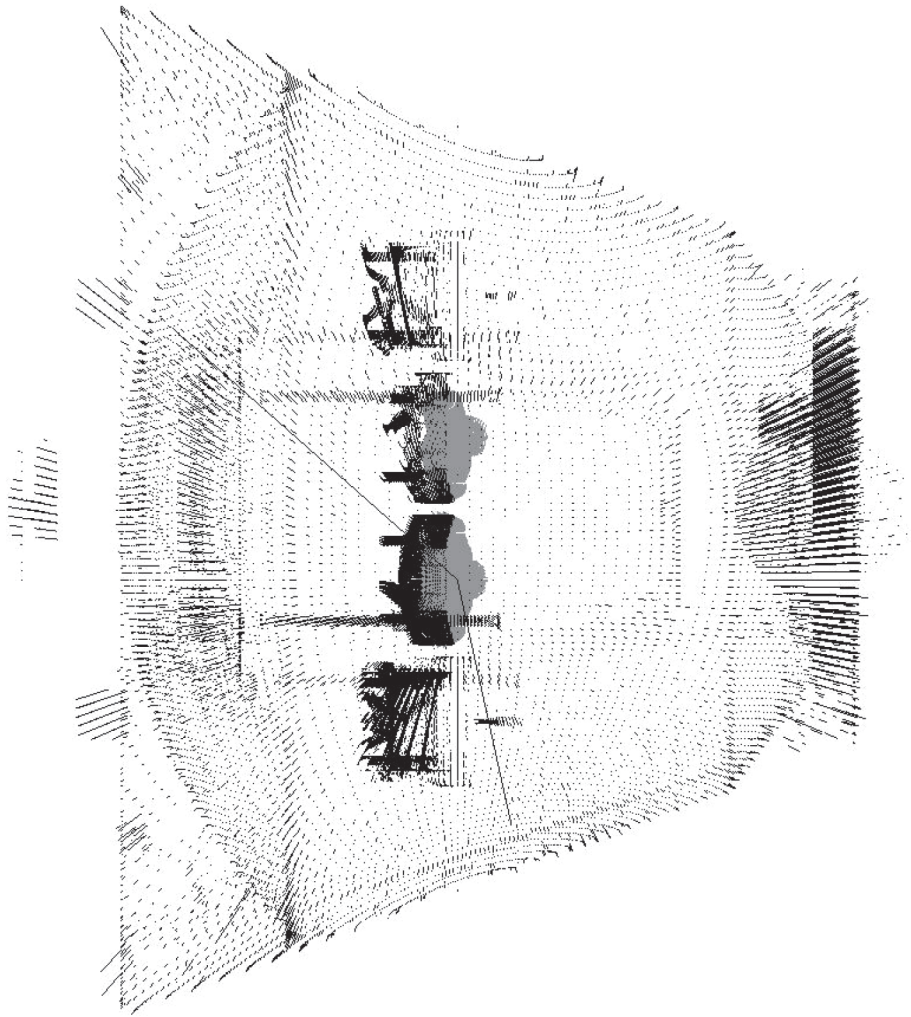


Рис. 4. Результат трассировки для представительной точки КТС члена экипажа из 2-х человек при их центральном расположении в КК без ДО.

пределения экранирующих масс КК по отношению к рассматриваемым точкам. Таким образом, для корректной оценки дозовых нагрузок в представительной точке необходимо учитывать не только минимальную толщину защиты, но и всю ФЭ в совокупности, см. рис. 5. Представленный метод позволяет учитывать этот эффект для объектов сложной формы, путем точного (по чертежам или таблицам) построения ФЭ таких объектов.

Как следует из расчетов, и в минимуме, и в максимуме СА дозовые нагрузки для члена экипажа, расположенного в одном из крайних кресел ОО, выше, чем для члена экипажа, находящегося в одном из центральных кресел ОО. Данное соотношение выполняется для ПТ всех рассмотренных критических органов. Превышение дозы составляет 10–15%.

Для оценки радиобиологических эффектов необходимо также принимать во внимание коэф-

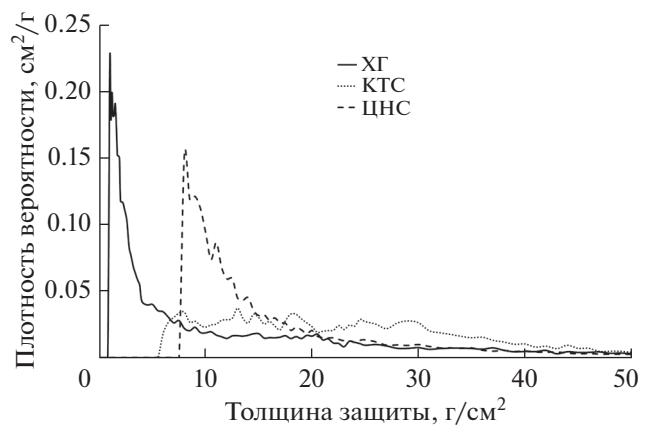


Рис. 5 Функции экранированности для представительных точек ХГ, КТС и ЦНС для экипажа из 4-х человек при расположении фантома в крайнем кресле в КК без ДО.

фициент качества космического излучения. Используя кривые ослабления для поглощенной дозы, были рассчитаны коэффициенты качества космического излучения для случаев, представленных в табл. 1. Перепад коэффициента качества составляет от 1.87 до 2.02, при этом максимальный имеет место для ХГ, а минимальный для КТС. Представленный метод позволяет рассчитывать коэффициенты качества в любой представительной точке фантома, в зависимости от места его расположения внутри КК.

Из анализа данных, представленных в табл. 1, следует, что в условиях тридцатисуточного полета рассматриваемого КК для выбранной орбиты при отсутствии солнечных протонных событий доза на КТС не превысит 15.6 мЗв. Современные нормативы по дозам облучения космонавтов на околоземных орбитах [1, 2] допускают возможность облучения КТС в дозах от 150 до 250 мЗв за месяц, т.е. при рассматриваемых условиях требование по обеспечению радиационной безопасности экипажа КК при полете на данной орбите выполняется. Отметим также, что в рассматриваемом случае дозы на ХГ сопоставимы с локальными дозами от 0.5 до 0.9 мЗв/сут в отсеках Служебного модуля МКС в невозмущенный период в минимуме и максимуме СА.

Таким образом, можно заключить, что защищенность рассматриваемого КК достаточно эффективна и обеспечивает снижение доз до приемлемых значений действующих в настоящее время лимитов. Представленные выше расчетные оценки дозовых нагрузок получены для случая, когда космонавты постоянно находятся в креслах. Необходимо отметить, что использование электронной трехмерной модели КК позволяет при расчете доз учитывать на разных стадиях проектирования изменения внутренней компоновки, в т. ч. изменение расположения кресел, удаление или добавление отдельных элементов конструкции КК.

Вместе с тем необходимо подчеркнуть, что радиобиологический принцип ALARA [18] требует проведения более детального анализа модели КК и радиационных условий при его полете на предмет использования дополнительной и/или локальной защиты таким образом, чтобы минимизировать дозы облучения экипажа КК. Использование других моделей радиационных условий, применение различных методов расчета КО при прохождении излучения через вещество, а также рассмотрение других моделей КК при расчете ФЭ неизбежно приведет к изменению полученных результатов расчета дозовых нагрузок на космонавтов. Однако, предложенный метод позволяет и учесть различия в расчетных методах, и проводить проектные оценки, направленные на минимизацию дозовых нагрузок членов экипажа КК.

При орбитальных полетах в периоды сильных магнитных бурь возможно существенное возрастание дозовых нагрузок на космонавтов от СКЛ даже для среднеширотных орбит [19]. При этом в зависимости от характеристик энергетического спектра СКЛ будет меняться и распределение дозы по критическим органам тела космонавта. Однако рассмотрение этого эффекта потребует, например, для выбранного “исторического” события учета динамики потоков СКЛ в сопоставлении с временами прохождения КА через области орбиты с низкой жесткостью геомагнитного обрезания (высокими значениями параметра магнитной оболочки L) на фоне развития модельной магнитной бури, не давая при этом принципиально нового к описанию возможностей использования электронных трехмерных моделей КА для оценки дозовых нагрузок на критические органы. Рассмотрение и анализ эффектов от возможного вклада СКЛ для орбит с различным наклоном, несомненно, необходимо для обеспечения радиационной безопасности экипажей перспективных пилотируемых КА, однако выходят за рамки данной работы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе продемонстрировано использование электронной трехмерной модели КК с экипажем из 4-х человек, моделируемых антропоморфными фантомами, сидящими в креслах, для расчета доз космической радиации в представительных точках критических органов тела космонавта. При этом методом трассировки лучей получены функции экранированности для выбранных точек. В качестве источников ионизирующих космических излучений использовались кривые ослабления доз галактического космического излучения и радиационных поясов Земли на околоземной орбите высотой 450 км и наклоном 51.6° . Возможный вклад солнечных протонных событий не рассматривался. Проведенный расчет показал выполнение требований обеспечения радиационной безопасности экипажа для выбранной модели КК и заданной орбиты в минимуме и максимуме солнечной активности при невозмущенной радиационной обстановке.

Использование электронных трехмерных моделей КК и антропоморфного фантома менее трудоемко, чем разработка математического описания поверхностей соответствующих объектов уравнениями аналитической геометрии, что позволяет производить оценки доз для сложной реальной геометрии защиты. Для получения кривых ослабления, применяемых для расчетов доз, имеется возможность, при необходимости, использовать различные модели радиационных условий и методики расчета прохождения ионизирующего излучения через вещество защиты.

Использование электронных трехмерных моделей позволяет на этапе проектирования производить необходимые оценки дозовых нагрузок с учетом изменения компоновки КК, при котором могут быть изменены, добавлены или удалены различные компоненты защиты. Таким образом, с учетом имеющихся ограничений на полную массу КК, может быть решена задача оптимизации компоновки отсеков КК для обеспечения минимального радиационного воздействия на экипаж, что особенно актуально для перспективных пилотируемых полетов, в том числе за пределы магнитосферы Земли.

Выполнение данной работы частично поддержано темой Фундаментальные научные исследования РАН № 65.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Санитарные правила и нормы. СанПиН 2.6.1. 44-03-2004. Методические указания МУ 2.6.1. 44-03-2004. Ограничение облучения космонавтов при околоземных космических полетах (ООКОКП-2004). М.: Федеральное управление “Медбиоэкстрем”, 2004.
2. Методические рекомендации МР ФМБА 17.01-2021. Ограничение облучения космонавтов при околоземных космических полетах. (ООКОКП-2021). Москва, 2021.
3. ГОСТ 25645. 203-83. Модель тела человека для расчета тканевой дозы. М.: Госстандарт СССР, 1984.
4. Ионизирующее излучение, радиационная безопасность. Нормативные модели тела стандартного работника для определения эффективной и эквивалентной дозы. Методические указания. МУ 2.6.1.46-04. Госкомсанэпиднадзор России. Москва, 2001.
5. *Bilitza D.* Models of Trapped Particle Fluxes AE-8 (electrons) and AP-8 (protons) in Inner and Outer Radiation Belts. NSSDCCode 633. Greenbelt Maryland. October 1987.
6. INTERNATIONAL STANDARD ISO 15390. Space environment (natural and artificial) — Galactic cosmic ray model. First edition. Switzerland. 2004.
7. Space Radiation Environment Model SPENVIS — <http://www.spennis.oma.be/>.
8. Space Radiation Environment Model CREME — <https://creme.isde.vanderbilt.edu/>.
9. *Agostinelli S. et al.* Geant4 — a simulation toolkit // Nucl. Instr. Meth. 2003. V. 506. P. 250-303.
10. *Iwase H., Niita K., Nakamura T.* Development of a general purpose particle and heavy ion transport Monte Carlo code // J. Nucl. Sci. Technol. 2002. V. 39. № 11. P. 1142–1151.
11. *Sato T. et al.* Particle and Heavy Ion Transport code System, PHITS, version 2.52 // J. Nucl. Sci. Technol. 2013. V. 50. P. 913–923.
12. *Dementyev A.V., Sobolevsky N.M.* SHIELD — Universal Monte Carlo Hadron Transport Code: Scope and Applications // Radiation Measurements. 1999. V. 30. P. 553.
13. *Kartashov D.A., Shurshakov V.A.* Analysis of space radiation exposure levels at different shielding configurations by ray-tracing dose estimation method // Acta Astronautica. 2018. V. 144. P. 320–330.
14. ГОСТ 2.052-2015. Единая система конструкторской документации. Электронная геометрическая модель изделия. Общие положения. М.: Стандартинформ, 2019.
15. РД 50-25645.216-90. Методические указания. Метод расчета распределения поглощенной и эквивалентной доз космического излучения по толщине материалов на внешней поверхности космического аппарата на орбитах, проходящих через ЕРПЗ. Безопасность радиационная экипажа космического аппарата в космическом полете. М.: Изд-во Стандартов, 1990.
16. *Шафиркин А.В., Венедиктова В.П., Коломенский А.В., Петров В.М., Шуришаков В.А.* Алгоритм расчета радиационного риска в процессе межпланетных космических полетов // Авиакосмическая и экологическая медицина. 1999. Т. 33. № 3. С. 56–61.
17. *Dudkin V.E., Potapov Yu.V.* Doses From Galactic Cosmic Ray Particles Under Spacecraft Shielding // Nucl. Tracks Radiat. Meas. 1992. V. 20. № 1. P. 33–39.
18. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009) СП 2.6.1. 758-99. М.: Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2009.
19. *Зиль М.В., Коломенский А.В., Петров В.М.* Ослабленные дозы солнечных космических лучей геомагнитным полем // Космич. исслед. 1986. Т. 24. № 6. С. 944–947.

УДК 523.34:629.78:527.62

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДА АВТОНОМНОЙ НАВИГАЦИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРБИТЫ И ОРИЕНТАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ ПО ВИРТУАЛЬНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ ЗЕНИТНЫХ РАССТОЯНИЙ ЗВЕЗД

© 2022 г. В. И. Кузнецов¹, С. Д. Калашников¹, *, А. Н. Наговицына¹¹Военно-космическая академия им. А.Ф. Можайского, Санкт-Петербург, Россия

*vka@mil.ru

Поступила в редакцию 14.12.2021 г.

После доработки 11.03.2022 г.

Принята к публикации 04.05.2022 г.

Представлено описание нового метода автономной навигации для определения орбит и ориентации искусственных спутников земли, основанного на визировании оптико-электронными приборами выбранных звезд, по которым рассчитываются виртуальные зенитные углы звезд. Рассматриваются различные орбиты, к которым применяются эти измерения, а также решения задач навигации и ориентации искусственных спутников земли для навигационных космических аппаратов системы ГЛОНАСС. Описывается возможность синхронизации шкал времени КА на основе приема сигналов пульсаров.

DOI: 10.31857/S0023420622060061

ВВЕДЕНИЕ

Метод автономной навигации и ориентации по виртуальным измерениям зенитных расстояний звезд (ВИЗРЗ) разработан в период 2000–2010 гг. Его характерные черты во многом определены тем, что предварительно в период 1990–2000 гг. была разработана на основе средств языка программирования Pascal специальная программная среда автоматизированной системы анализа и синтеза задач автономной навигации и ориентации КА [1–3].

Использование разработанной среды программирования позволило создать автоматизированную систему научных исследований (АСНИ). С ее помощью на основе статистического моделирования были оценены точности 14 методов автономной навигации и 4 методов автономной навигации и ориентации [3, С. 188–190].

Всего АСНИ содержит свыше 40 программ, для выполнения различных баллистических расчетов, дополнительно используемых в алгоритмах автономной навигации и ориентации. В настоящее время АСНИ представлена в виде программных комплексов, версии 1.1 и 2.0. В последней предусмотрена возможность программирования метода ВИЗРЗ с применением объектно-ориентированного языка.

В процессе исследований последовательно сравнивались уже существующие и разрабатываемые

методы и алгоритмы автономной навигации с точек зрения:

- применения методов расчета частных производных от измеряемых параметров по элементам опорной орбиты;
- уменьшения массогабаритных характеристик бортовой аппаратуры при использовании систем автономной ориентации и навигации;
- оценки возможных точностей решения задач навигации и ориентации.

Особенно обращалось внимание на скрытность и реализуемость предполагаемых измерений функций движения КА.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В статье рассмотрено решение двух задач:

1. Повышение уровня автономности функционирования КА, при использовании метода ВИЗРЗ;
2. Повышение точности автономных систем навигации и ориентации;
3. Проанализирована возможность коррекции бортовой шкалы времени КА на основе приема сигналов пульсара.

Для КА уровень автономности функционирования является одним из системных параметров, который определяет способность КА выполнять целевые задачи с заданным уровнем эффективно-

сти без связи с наземным комплексом управления (НКУ).

Для повышения уровня автономности функционирования КА необходимо передать часть функций управления и контроля на борт КА, что позволит снизить количества сеансов связи с НКУ.

Основными направлениями решения задачи повышения степени автономности КА являются:

1. Создание и расширение функций систем автономной навигации и ориентации (САНиО);
2. Разработка соответствующей бортовой информационно-вычислительной системы с развитым математическим обеспечением;
3. Создание в бортовом математическом обеспечении средств автоматического выполнения полетного задания (ПЗ) для автономной реализации последовательности полетных операций в течение заданного, достаточно продолжительного периода полета КА, ПЗ может вводиться в БКУ до старта КА и может быть скорректировано из НКУ;
4. Повышение точности коррекции бортовой шкалы времени.

Разработанные нами алгоритмы позволяют решить часть этих задач, метод ВИЗРЗ в сравнении с другими методами (зенитный, взаимный, относительный и др.), показал наилучшие результаты при моделировании [4, 5]. Он сочетает скрытность и простоту проведения измерений навигационной функции с высокой точностью решения навигационной задачи благодаря принципиально новому способу выбора ярких звезд небосвода, на основе которых решается навигационная задача в текущей орбитальной системе координат (ТОСК). Список выбираемых звезд представлен в табл. 1. В процессе исследований выяснилось, что для задач, решавшихся с использованием этого списка, всегда можно выбрать минимум две звезды, так чтобы одна из выбранных звезд была ближе всего к плоскости орбиты, а вторая ближе к перпендикуляру к этой плоскости.

Из теории автономной навигации известно, что при минимальном числе измерений оптимум оценок орбит достигается именно при таком относительном расположении вектора измерений [1].

Значение орт выбранных звезд в ТОСК истинной и опорной орбит близки даже при больших различиях в начальных геоцентрических точках опорной и истинной орбит, что определяет устойчивость решения задач навигации при больших погрешностях априорной информации об опорной орбите.

В результате удалось разработать устойчивый метод с простым линейным алгоритмом расчета навигации на основе измерения приборных координат выбранных звезд. Выяснилось, что такого рода измерения также приводят к решению, не

Таблица 1. Навигационные звезды, используемые в АСНИ

№ п/п	Название звезды	Звездная величина
1	Ахернар	0.45
2	Полярная звезда	1.97
3	Альдебаран	0.87
4	Ригель	0.18
5	Капелла	0.08
6	Бетельгейзе	0.45
7	Канопус	-0.62
8	Сириус	-1.44
9	Процион	0.40
10	Поллукс	1.16
11	Альфа Креста	0.77
12	Бета Креста	1.25
13	Спика	0.98
14	Агена	0.61
15	Арктур	-0.05
16	Толиман	-0.01
17	Антарес	1.06
18	Вега	0.03
19	Алтаир	0.76
20	Денеб	1.25
21	Фомальгаут	1.17

только задачи навигации, но и задачи ориентации в среднем за мерный интервал при использовании метода наименьших квадратов [6].

Из [4, 5] следует, что с одной стороны, этот метод не требует непосредственного точного построения местной вертикали, но с другой стороны он фактически реализует расчет зенитного угла звезды в ТОСК, поэтому он назван методом виртуальных измерений.

Моделирование системы автономной навигации и ориентации по виртуальным измерениям, при различных условиях автономного функционирования КА, прежде всего построения САНиО, и для различных видов орбитального движения, показало устойчивость метода, его универсальность и высокую точность [3, 7, 15, 16].

Метод предусматривает до 5 оптико-электронный приборов (ОЭП) с зарядовой связью, помещаемых в кардановые подвесы для визирования звезд и решения навигационной задачи. В статье их принято называть навигационными. Для решения задачи ориентации в пространстве, один из них может быть жестко закреплен на корпусе аппарата.

Оси система ТОСК в которой решается навигационная задача, располагают в направлении на

центр Земли (ось S) и в плоскости перпендикулярной оси S в направлении трансверсали и бинормалей (соответственно оси T и W) [1].

В АСНИ принято считать, что статистические условия решения задач соответствуют условиям придельной центральной теоремы, поэтому погрешности расчетов оценивались известной формулой:

$$\Delta_{ij} = abs(\Delta M_{ij}) + 3\sigma_j, \quad (1)$$

где M – параметры описания движения, ΔM – апостериорная оценка параметров M , i – номер итерации статистики, j – элемент параметра в M , σ – среднее квадратическое отклонение (СКО).

В начале под Δ_{ij} принимались лишь максимальные погрешности в каждой итерации, то есть в решении задачи на мерном интервале:

$$\Delta R_i = \sqrt{\Delta S_i^2 + \Delta T_i^2 + \Delta W_i^2}, \quad (2)$$

где ΔR – погрешность радиус-вектора орбиты.

Затем было замечено что часто максимальные погрешности, весьма редко появляющиеся в решениях итераций, значительно превалирует над их средним значением в итерации. Поэтому в дальнейшем оценивались и максимальные и средние значения, а также их СКО.

Заметим, что параметр S имеет относительно большой вес, с точки зрения конечной оценки точности навигации потребителем.

Для повышения точности оценок орбит виртуальным методом, был разработан алгоритм оптимальной стратегии измерений, строящейся на основе циклического слежения за выбранным в исходных данных оптимизируемым параметром из M . Чаще всего выбирался параметр с максимальной начальной дисперсией. Циклы рассчитывались на основе интерполяционных полиномов Лагранжа. Поскольку именно этот алгоритм определяет фактически моменты измерений, то очевидно точность решения задач целесообразно отождествлять оценками ΔR и ΔS в конце мерного интервала. Упомянутые далее точности визирования звезд, надо понимать как начальные значения для запуска решения задач.

Метод ВИЗРЗ может быть использован в системе ГЛОНАСС. В минимальном комплексе, навигационная задача решается на основе информации от двух навигационных ОЭП, а для решения задачи ориентации одного дополнительного ОЭП, жестко закрепленного на корпусе КА.

Отметим, что начальный алгоритм совершенствования системы ГЛОНАСС был представлен в [15, 16], однако моделирование показало, что он не удовлетворителен по точности оценок орбит и числа ОЭП, помещаемых в кардановые подвесы.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Система виртуальных измерений опирается на ранее исследованные темы:

- алгоритм интегрирования уравнений движения искусственного спутника земли (ИСЗ) с переменными правыми частями в геоцентрической экваториальной инерциальной системе координат с учетом гравитации Земли, воздействия атмосферы и влияния Солнца, Луны и других планет Солнечной системы [2, с. 90–110];

- алгоритм модернизированного метода наименьших квадратов (МНК) [3, с. 158–163];

- системы расчета оптимальных моментов измерений [3, с. 77–112];

- модель оптического построителя местной вертикали ИСЗ [17].

Метод используется различно в зависимости от внешних условий. Конечно, прежде всего он используется по прямому назначению как метод автономной навигации КА с классической структурой расчетов наподобие решения краевой задачи (задачи Коши) с неизменным заданием начальных параметров опорной и истинной траекторий. Важно, что допускается разность (погрешность) между начальными точками опорной и истинной орбит порядка нескольких сотен километров и пропорционально изменяющейся скорости. Например, при определении орбит КА первой плоскости ГЛОНАСС метод проверялся при заданной погрешности исходных данных в 500–1000 км [3, с. 163–169].

Дополнительно может решаться задача слежения за визируемыми КА, в том числе, автономное оценивание изменения их орбит с течением времени [10] и совершенствуется известный метод взаимной навигации КА [9]. В своем классическом виде метод взаимной навигации требует измерения дальности между космическими аппаратами, что значительно ухудшает качество данного метода. Использование метода ВИЗРЗ, позволяющего повысить точность оценок орбиты визирующего КА и увеличить число визируемых звезд, улучшает точность метода взаимной навигации и позволяет исключить измерение дальности.

Разработанный авторами и защищенный патентом метод автономного формирования предварительных оценок параметров орбиты на основе анализа годографов (массивов ортов) геоцентрических осей КА за виток полета и расчета оценок оскулирующих элементов орбиты, достаточен для использования в качестве опорных данных для точного решения навигационной задачи по методу виртуальных измерений зенитных расстояний звезд [12].

На основе этого алгоритма создана многофункциональная астрономическая самоорганизующаяся система [6], в которой используется

разработанный алгоритм построения на основе фактического движения КА по звездному полю моделей годографов осей аппарата на мерном интервале. Анализ годографов позволяет достаточно точно рассчитать большую полуось орбиты, наклонение ее плоскости, эксцентриситет, аргумент восходящего узла, но с большой погрешностью — аргумент перигея и истинную аномалию (несмотря на предпринятый циклический расчет этих параметров). Результат этого первичного расчета закладывается в качестве исходных данных для второго этапа расчета опорной орбиты КА, средствами метода ВИЗРЗ. Моделирование показало устойчивость двухэтапного решения, для любых орбит: геоцентрическая средневысокая — типа ГЛОНАСС, геостационарных, эллиптических орбит с большими эксцентриситетами и низких орбит порядка 300–1000 км.

Таким образом метод ВИЗРЗ приобрел не только характеристику системы широкого профиля [7, 13], но и на его основе ныне повышается точность многофункциональной самоорганизующейся системы (АСНИ 2.0), с учетом дальнейшего совершенствования характеристик алгоритма оптимальной стратегии измерений.

По материалам разработки метода защищены две кандидатские диссертации.

РЕЗУЛЬТАТЫ АПРОБАЦИИ МЕТОДА НАВИГАЦИИ

В версии АСНИ 1.1, в основном используются единичные или статистические расчеты. Как правило единичные решения применялись при разработке нового метода навигации или ориентации, особенно когда нужно определить чувствительность алгоритма и скрытность измерений. Статистика использовалась уже после, когда принимались решения согласно выбранной тактике, отвечающей задуманному алгоритму решения задач и для определенного мерного интервала. В статистический набор может входить до 35 итераций (решений), все они заканчиваются статистической информацией о принятых параметрах описания статистик. Этот набор представляет собой пронумерованную запись базы решений при моделировании данного метода и всю исходную информацию, позволяющую повторить решение.

Начальный анализ при погрешности определения приборных координат звезды в 0.1 угловой секунды показал различные точности орбиты для навигационных космических аппаратов (НКА) в зависимости от нахождения их в одной из трех плоскостей системы ГЛОНАСС. Было определено, что наихудшие оценки устойчиво получаются для НКА первой плоскости системы, аргумент восходящего узла равен 0 [3, С. 163–170]. Поэтому в дальнейшем при погрешности приборных коор-

динат звезды порядка 0.01 угловой секунды были проведены исследования системы именно начиная с НКА первой плоскости [14]. Для аппаратов этой плоскости был определен и конкретный алгоритм из системы определения оптимальных моментов измерений [3, С. 77–112].

При трех навигационных ОЭП с погрешностью в 0.01 угловых секунд точности вероятностных оценок параметров орбит НКА системы ГЛОНАСС могут быть согласно (1, 2) около [15, 16]:

- 34.3 см по радиусу-вектору орбиты;
- 65 см по геоцентрическому положению;
- 0.09 см/с по модулю геоцентрической скорости.

Такую точность эфемерид 1-го рода система способна поддерживать на длительных промежутках времени, не опираясь на НКУ.

Приведенные параметры определены при отсутствии систематических погрешностей во всех частях звездного датчика и для случая медленного вращения КА, при котором смазывание изображения звезды за время экспозиции не превышает одного пикселя и практически не сказывается на погрешности определения ориентации.

Хотя известно, что при линейном алгоритме расчетов точность решения навигационной задачи зависит от отношений среднеквадратических погрешностей измерений, было проведено моделирование орбитального сегмента системы ГЛОНАСС, при погрешности измерений в ОЭП равной 0.001 угловой секунды. Подтвердилась корректность алгоритма решения навигационной задачи, и окончательно определилось минимально возможное число навигационных ОЭП для этой точности измерений.

Табл. 2, 3 и 4 содержат информацию о погрешностях апостериорных оценок определения орбит для все НКА системы ГЛОНАСС. Эти оценки сделаны в геоцентрической инерциальной экваториальной системе координат как для максимальных значений статистики так и для средних значений в итерациях набора статистики. Каждая итерация предусматривала 500 измерений на выбранном мерном интервале в один виток. Измерения моделировались на трех ОЭП, два из которых навигационные. Полагалось начальная погрешность визирования в 0.001 угловых секунд (табл. 2).

АНАЛИЗ КОРРЕКЦИИ БОРТОВОЙ ШКАЛЫ ВРЕМЕНИ

Использование системы виртуальных измерений, на основе приема сигналов пульсаров, позволит системе ГЛОНАСС решать задачу синхронизации временных шкал НКА. Дело в том, что задача ориентации реализована программно для двух алгоритмов — активного и пассивного [15]. Активный алгоритм предусматривает использо-

Таблица 2. Максимальные погрешности оценок орбит НКА первой плоскости системы ГЛОНАСС

№ п/п	Начальные истинные аномалии КА, град	№ записи в БД	Погрешности оценок орбит			
			ΔR_{\max} , см	$\sigma \Delta R_{\max}$, см	ΔS_{\max} , см	$\sigma \Delta S_{\max}$, см
1	15	911	8.5	1.2	3.1	4.9
2	60	912	8.6	1.2	4.7	2.9
3	105	913	12.3	1.2	8.4	3.4
4	150	914	20.9	2.4	6.0	1.4
5	195	907	33.8	2.5	10.5	7.0
6	240	908	22.4	2.5	9.1	6.9
7	285	909	32.6	2.3	7.9	4.7
8	330	910	9.5	1.5	3.2	3.9

Таблица 3. Максимальные погрешности оценок орбит НКА второй и третьей плоскости системы ГЛОНАСС

№ п/п	Начальные истинные аномалии КА	№ записи в БД	Погрешности оценок орбит				Примечание
			ΔR_{\max} , см	$\sigma \Delta R_{\max}$, см	ΔS_{\max} , см	$\sigma \Delta S_{\max}$, см	
1	0	939/947	6.35/6.28	7.7/8.2	2.97/2.69	2.52/2.5	В числителях погрешности оценок орбит НКА второй плоскости, в знаменателях третьей плоскости
2	45	940/948	11.1/0.6	8.2/0.9	5.19/4.7	2.94/4.6	
3	90	941/949	4.67/6.65	0.1/9.0	2.28/3.89	0.5/0.1	
4	135	942/950	5.1/5.5	7.0/7.8	2.46/2.22	2.4/2.2	
5	180	943/951	7.39/10.9	7.40/10	3.62/3.74	2.5/2.8	
6	225	944/952	6.5/10.7	7.1/9.3	3.11/2.98	2.0/1.7	
7	270	945/953	5.6/8.1	1.9/1.7	2.81/3.0	0.5/0.6	
8	315	946/954	4.9/5.4	6.7/7.7	2.3/6.0	1.8/1.3	

Таблица 4. Усредненные погрешности оценок всех орбит НКА системы ГЛОНАСС

Первая плоскость		Вторая плоскость		Третья плоскость	
$\Delta R_{\text{сред}}$, см	$\sigma_{\text{сред}}$, см	$\Delta R_{\text{сред}}$, см	$\sigma_{\text{сред}}$, см	$\Delta R_{\text{сред}}$, см	$\sigma_{\text{сред}}$, см
3.5	1.7	2.9	0.74	3.1	0.9
3.2	1.8	11.1	1.1	5.2	0.9
4.0	1.8	4.67	0.7	3.6	1.0
6.3	2.3	5.08	0.7	3.0	0.9
6.9	2.5	7.39	0.8	4.1	1.2
6.6	2.5	6.55	0.9	3.9	1.0
5.9	2.2	5.66	0.8	3.4	1.0
3.1	1.8	4.93	0.7	2.7	0.8

вание силовой гироскопической системы стабилизации КА, строящей систему ТОСК, например совместно с [17]. Пассивный алгоритм предусматривает наличие конструктивного дополнения к корпусу НКА в виде отдельного блока (антенны, принимающей сигналы пульсара), вынесенного за корпус аппарата, образующего так называемую “гантель”. КА под действием

магнитных и гравитационных сил на орбите разворачивает одну ось приблизительно в направлении местной вертикали.

Точности оценок параметров и ориентации при пассивном методе представлены на рис. 1. Расчеты проводились при систематической погрешности механизма ориентации в 300 угловых секунд и различных значениях среднеквадрати-

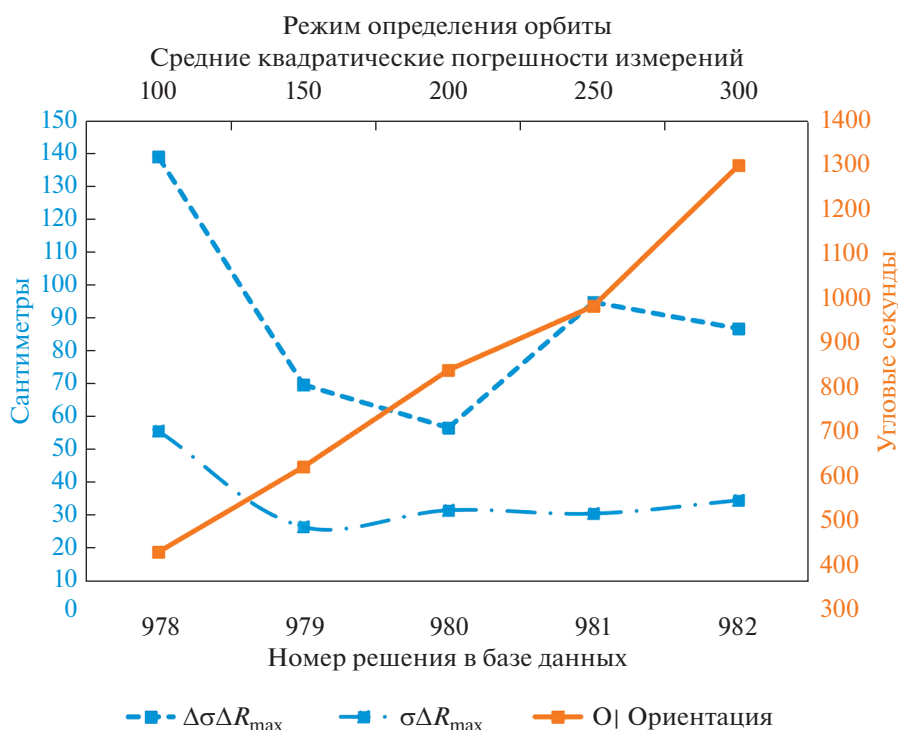


Рис. 1. Погрешности навигации и ориентации КА при пассивном методе ориентации.

ческих погрешностей. Из рис. 1 следует изменения точности ориентации (кривые ΔR_{\max} , $\sigma\Delta R_{\max}$) при максимальных колебаниях виртуальной местной вертикали от 0 (точка 0/0 на графике) до 0.3 градусов и устойчивость вероятностных оценок в этих пределах.

Пассивный алгоритм, несмотря на определенную сложность конструкции, благодаря применению сглаживающего влияния алгоритма МНК способен решать задачу ориентации с меньшей требовательностью к погрешностям измерений, чем алгоритм автономной навигации. Если в этих условиях дополнительно использовать алгоритм оптического построителя местной вертикали [17], то погрешность решения задачи ориентации значительно уменьшится.

С точки зрения непосредственного решения задачи синхронизации шкал времени КА отметим, что последние разработки применения теории относительности в радиоастрономических наблюдениях позволили считать точность синхронизации в 10 нс [23].

Известно, что до недавнего времени релятивистская трактовка астрономических наблюдений ограничивалась лишь учетом постньютоновских поправок в статическом сферическо-симметричном гравитационном поле Солнца. Современные наблюдения учитывают более тонкие релятивистские эффекты, обусловленные постньютоновскими поправками от гравитационного поля

Солнца и постньютоновскими возмущениями от планет, а также отклонениями от стационарности и сферической симметрии суммарного гравитационного поля солнечной системы, увеличили возможную оценку точности астрономических расчетов до современного значения [18–22].

Однако в проблеме реального построения системы синхронизации шкал времени КА в космосе еще много неопределенностей, касающихся построения соответствующей антенны и частоты принимающихся сигналов. Пока сигналы пульсаров принимаются на большие наземные антенны или системы антенн диаметром порядка 30–60 м и на частоте сотен мегагерц. Хотя многие интересующие нас миллисекундные пульсары излучают практически во всем диапазоне частот, от радиосигналов до рентгеновских. Для космоса возможно принимать сигналы учитывая, что рентгеновская аппаратура откликается на любой фотон любого диапазона со 100% гарантией. Построением кросс-корреляции между измеряемым средним импульсом в радиодиапазоне и появлением фотона или фотонов определенной энергии удастся уточнить время прихода среднего импульса. Необходимо изучение рентгеновских сигналов определенного миллисекундного пульсара, например пульсара В1937+214. Можно отметить, что разработан новый подход к проблеме повышения точности системы синхронизации шкалы времени КА [24].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение нового метода решения задач автономной навигации и ориентации КА — метода виртуальных измерений зенитных расстояний звезд, показало его эффективность при решении ряда задач автономного позиционирования КА и сложных систем КА, в том числе и в вопросе совершенствования системы ГЛОНАСС.

Метод ВИЗРЗ совместно решает задачи автономной навигации и ориентации КА на основе одинаковых измеряемых параметров — приборных координат ярких звезд и оригинальных алгоритмов решения собственных задач навигации и ориентации. Основные достоинства метода: простота линейного алгоритма расчета, скрытность измерений и точность решений задач навигации и ориентации.

Моделирование метода ВИЗРЗ применительно к системе ГЛОНАСС показало, что точность автономных оценок параметров орбит всех НКА, при условии использования современных приборов звездной ориентации [25], может достичь порядка 0.1–10 м. Поэтому целесообразно продолжить совершенствование метода, с точки зрения применимости его в системе ГЛОНАСС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Порфирьев Л.Ф., Смирнов В.В., Кузнецов В.И. Аналитические оценки точности автономных методов определения орбит. М.: Машиностроение, 1987.
2. Кузнецов В.И. Автоматизированная система научных исследований методов и алгоритмов автономной навигации и ориентации космических аппаратов. СПб.: ВКА им. А.Ф. Можайского, 2010.
3. Кузнецов В.И., Данилова Т.В. Теория и практика навигационного обеспечения применения ВС РФ. Часть 2. Автономная астрономическая навигация и ориентация космических аппаратов: монография. СПб.: ВКА им. А.Ф. Можайского, 2015.
4. Кузнецов В.И., Данилова Т.В. Система автономной навигации и ориентации ИСЗ, основанная на виртуальных измерениях зенитных расстояний звезд // Космич. исслед. 2011. Т. 49. № 6. С. 555–562.
5. Пат. 2454631 РФ, МПК G 01 C 21/02. Способ автономной навигации и ориентации космических аппаратов на основе виртуальных измерений зенитных расстояний звезд / Кузнецов В.И., Данилова Т.В., Косулин Д.М.; заявитель и патентообладатель ВКА им. А.Ф. Можайского; заявл. 28.10.10; опубл. 27.06.12.
6. Кузнецов В.И., Данилова Т.В. Многофункциональная астрономическая самоорганизующаяся система автономной навигации и ориентации искусственных спутников Земли // Космич. исслед. 2017. Т. 55. № 2. С. 150–166.
7. Кузнецов В.И., Данилова Т.В., Архипова М.А. Основные результаты применения автоматизированной системы научных исследований методов и алгоритмов автономной навигации и ориентации космических аппаратов // Научные технологии в космических исследованиях Земли. 2018. Т. 10. Вып. 1. С. 4–13.
8. Кузнецов В.И., Данилова Т.В., Архипова М.А. Автономный метод определения оценок параметров орбиты и ориентации космического аппарата при отсутствии априорной информации. Труды шестой Всероссийской конференции “Фундаментальное и прикладное координатно-временное и навигационное обеспечение” (КВНО-2015). Труды Института прикладной астрономии РАН. Вып. 38. СПб.: ИПА РАН, 2016.
9. Кузнецов В.И., Данилова Т.В. Автономная астрономическая система навигации и слежения // Известия вузов. Приборостроение. 2015. Т. 58. № 8. С. 625–638.
10. Пат. 2624408 РФ, МПК G 01 C 21/24. Способ автономного оценивания изменений орбиты визируемого космического аппарата / Кузнецов В.И., Данилова Т.В., Архипова М.А.; заявитель и патентообладатель ВКА им. А.Ф. Можайского; заявл. 01.12.15; опубл. 03.07.17.
11. Кузнецов В.И. Система автономного определения орбит космических аппаратов спутниковых радионавигационных систем // Известия вузов. Приборостроение. 2008. Т. 51. № 5. С. 3–9.
12. Пат. 2542599 РФ, МПК G 01 C 21/02. Способ автономного определения орбиты и ориентации корпуса космического аппарата в пространстве при отсутствии априорной информации / Кузнецов В.И., Данилова Т.В., Косулин Д.М., Архипова М.А.; заявитель и патентообладатель ВКА имени А.Ф. Можайского; заявл. 18.06.13; опубл. 20.02.2015.
13. Кузнецов В.И., Данилова Т.В., Архипова М.А., Маслова М.А. Астрономическая система автономной навигации и ориентации космических аппаратов широкого назначения. Труды седьмой Всероссийской конференции “Фундаментальное и прикладное координатно-временное и навигационное обеспечение”. ИПА РАН, 2018.
14. Кузнецов В.И., Данилова Т.В. Многофункциональная астрономическая самоорганизующаяся система автономной навигации и ориентации искусственных спутников Земли // Космич. исслед. 2017. Т. 55. № 2. С. 150–166.
15. Кузнецов В.И., Калашиников С.Д., Миклин Д.В. Метод точностных характеристик системы автономной навигации и ориентации космических аппаратов // Известия вузов. Приборостроение. 2020. Т. 63. № 1. С. 35–44.
16. Кузнецов В.И., Калашиников С.Д. Применение метода виртуальных измерений зенитных расстояний звезд при решении задачи ориентации // Известия вузов. Приборостроение. 2021. Т. 64. № 4. С. 245–254.
17. Смолицкий Х.Л., Кузнецов В.И., Данилова Т.В. Модель оптического построителя местной вертикали ИСЗ // Известия ВУЗов. Приборостроение. 2005. Т. 48. № 5. С. 45–52.

18. *Копейкин С.М.* Релятивистские системы отсчета в солнечной системе // *Астрономический журн.* 1989. Т. 66. Вып. 5. С. 1089.
19. *Копейкин С.М.* Асимптотические сшивки гравитационных полей в Солнечной системе // *Астрономический журнал.* 1989. Т. 66. Вып. 6. С. 1289–1295.
20. *Копейкин С.М.* Теория относительности в радиокосмических наблюдениях // *Астрономический журн.* 1990. Т. 66. Вып. 6. С. 1289–1295.
21. *Копейкин С.М.* О методе решения внешней и внутренней задачи в проблеме движения тел в ОТО // *Сборник трудов ГАИШ.* 1988. Т. 59. С. 53–65.
22. *Брумберг В.А., Копейкин С.М.* Релятивистские уравнения движения спутника Земли в геоцентрической системе отсчета // *Кинематика и физика небесных тел.* 1988. Т. 5. Вып. 1. С. 3–8.
23. *Дорошенко О.В., Копейкин С.М.* Алгоритм высокоточного фазового анализа наблюдений одиночных пульсаров // *Астрономический журн.* 1990. Т. 67. Вып. 5. С. 986–998.
24. *Кузнецов В.И.* Обоснование метода решения задачи автономного определения параметров движения космических аппаратов на основе взаимной обработки результатов измерений пульсарных излучений // *Труды ВКА.* 2019. № 667. С. 110–121.
25. *Аванесов Г.А., Бессонов Р.В., Деметьев В.Ю.* Результаты отработки программного обеспечения прибора звездной ориентации БОКЗ-М60/1000 на стенде динамических испытаний / Под ред. Аванесова Г.А. // *Сборник трудов Третьей Всероссийской научно-технической конференции “Современные проблемы ориентации и навигации космических аппаратов”.* М.: ИКИ РАН, 2013.
26. *Аким Э.Л., Энеев Т.М.* Определение параметров движения космического летательного аппарата по данным траекторных измерений // *Космич. исслед.,* 1963. Т. 1. Вып. 1. С. 5–50.
27. *Eneev T.M., Ivashkin V.V., Sharov V.A., Bagdasaryan Ju.V.* Space Autonomous Navigation System of Soviet Project for Manned Fly By Moon // *Acta Astronautica.* 2010. V. 66. P. 341–347.
28. *Ивашкин В.В., Задыхина Л.И.* Анализ спутниковой автономной навигации при визировании неизвестных наземных ориентиров // *Космич. исслед.* 1988. Т. 26. Вып. 5. С. 680–698.

УДК 629.78

ЭКСПЕРИМЕНТ “МРТ” НА КОСМИЧЕСКОМ АППАРАТЕ ФОТОН-М № 4

© 2022 г. В. И. Абрашкин¹, Ю. Н. Горелов¹, *, Л. В. Курганская¹, А. В. Щербак¹¹Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королёва, Самара, Россия

*yungor07@mail.ru

Поступила в редакцию 10.09.2021 г.

После доработки 30.06.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

Приведено краткое описание научной аппаратуры МРТ (многоканальный регистратор температур) и полученные в ходе одноименного эксперимента данные о текущих температурах в локальных зонах контейнеров научной аппаратуры на внешней поверхности КА *ФОТОН-М № 4*. Указаны определяющие тепловой режим конструкции контейнеров научной аппаратуры наиболее существенные факторы, к которым относятся ориентация КА в течение всего полета панелями солнечных батарей на Солнце и светотеневая обстановка на витках.

DOI: 10.31857/S0023420622060012

ВВЕДЕНИЕ

В апреле 2013 г. с космодрома Байконур был запущен КА *БИОН-М № 1* с целью проведения комплекса научных экспериментов по космической биологии и медицине [1]. На базе этого КА был разработан модернизированный КА *ФОТОН-М № 4*, который также был запущен с космодрома Байконур в 00.50 Мск 19.VII.2014 (23.50 Дмв 19.VII.2014) [1], в программу научных исследований которого был включен эксперимент с научной аппаратурой (НА) МРТ (многоканальный регистратор температур [2]), предназначенной для измерения температур в локальных зонах контейнеров научной аппаратуры (КНА) на поверхности спускаемого аппарата (СА) на всех этапах эксплуатации КА. После 42-суточного полета на 694 витке в 13.18 Мск 1.IX.2014 СА КА успешно приземлился в заданном районе Оренбургской области. Основные результаты космического эксперимента (КЭ) с НА МРТ, полученные при полете КА *ФОТОН-М № 4*, были представлены в [3] в качестве экспресс-отчета. Результаты эксперимента “МРТ” были востребованы не только в связи с необходимостью интерпретации результатов некоторых КЭ на внешней поверхности КА *ФОТОН-М № 4*, но и при формировании научной программы для КА *БИОН-М № 2*, в состав НА которого была включена и аппаратура МРТ-2, аналогичная НА МРТ [4]. Запуск КА *БИОН-М № 2* планируется в 2023 г.

НАУЧНАЯ АППАРАТУРА МРТ

Проведение технологических и медико-биологических КЭ на борту научных автоматических КА в условиях открытого космического пространства и интерпретация их результатов, как правило, требует как текущего контроля, так и достаточно точного знания теплового режима конструкции используемой для этого научной и технологической аппаратуры. Для решения этой задачи для КА *ФОТОН-М № 4* (рис. 1) была разработана НА МРТ, предназначенная для измерения в течение всего полета КА текущих значений температуры в локальных зонах КНА [2–5] (рис. 2, 3). Соответственно, цель КЭ “МРТ” – мониторинг теплового состояния конструкции КНА на этапах подготовки КА к пуску и в течение его орбитального полета, а также на участке спуска с орбиты (при закрытых крышках КНА, рис. 2) и транспортировки СА на завод-изготовитель КА – Ракетно-космический центр “Прогресс”.

В [2, 3] приведено краткое описание НА МРТ. В состав этой НА входят датчики температуры (типа HRTS-5760-B), непосредственно устанавливаемые на днищах и на боковых стенках КНА (см. рис. 2, места их установки в КНА № 1, 2 и 4 идентичны), и размещаемый в СА блок регистрации данных. Связь между ним и системами датчиков температуры в КНА осуществляется с помощью кабелей через герморазъемы на СА. Масса НА МРТ составляет 445 г (без учета массы герморазъемов и кабелей связи).

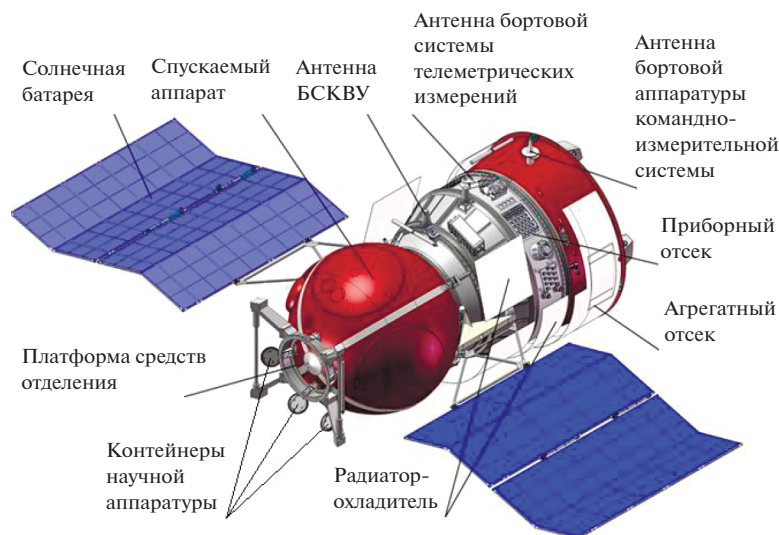
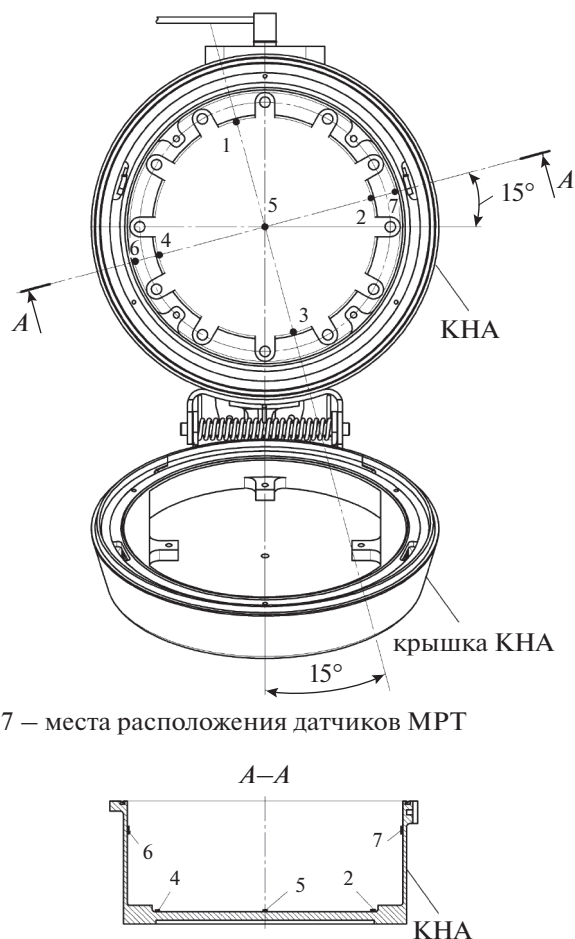


Рис. 1. Внешний вид КА ФОТОН-М № 4.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА “МРТ”

Для интерпретации полученных данных о текущих температурах в локальных зонах КНА (КНА № 1, 2 и 4) в течение всего полета КА ФОТОН-М № 4 существенно положение КНА на поверхности СА (см. рис. 1 и 3), так как при полете КА панели его солнечных батарей (СБ) ориентированы на Солнце (панели СБ находятся в плоскости OXZ , которая ортогональна плоскости рис. 3). Как предварительный [3], так и повторный анализ [5] полученных в ходе КЭ “МРТ” данных показал, что существенное влияние на текущее тепловое состояние КНА оказывают ориентация КА в пространстве и положение плоскости его орбиты относительно направления на Солнце. Кроме этого, на текущие значения температур также влияет расположение датчиков температуры в КНА (рис. 2). В каждом КНА датчики № 1, 2, 3, 4 и 5 располагаются на днищах КНА (датчик № 5 находится в центре днища) и экранируются платами полезной нагрузки, на которых располагаются различные НА для проведения КЭ в условиях открытого космического пространства. Датчики № 6 и 7 расположены на стенках КНА выше плат полезной нагрузки, соответственно, непосредственно над датчиками № 4 и 2 (рис. 2). Текущие температуры со всех датчиков регистрировались с дискретностью 10 с как в течение полета КА ФОТОН-М № 4, так и за трое суток до запуска и в течение семи суток после посадки СА и доставки его на завод-изготовитель КА – РКЦ “Прогресс” [3].

Проведенный анализ полученных в ходе эксперимента “МРТ” данных показал следующее:



1–7 – места расположения датчиков МРТ

Рис. 2. Схема размещения датчиков температуры НА МРТ в КНА.

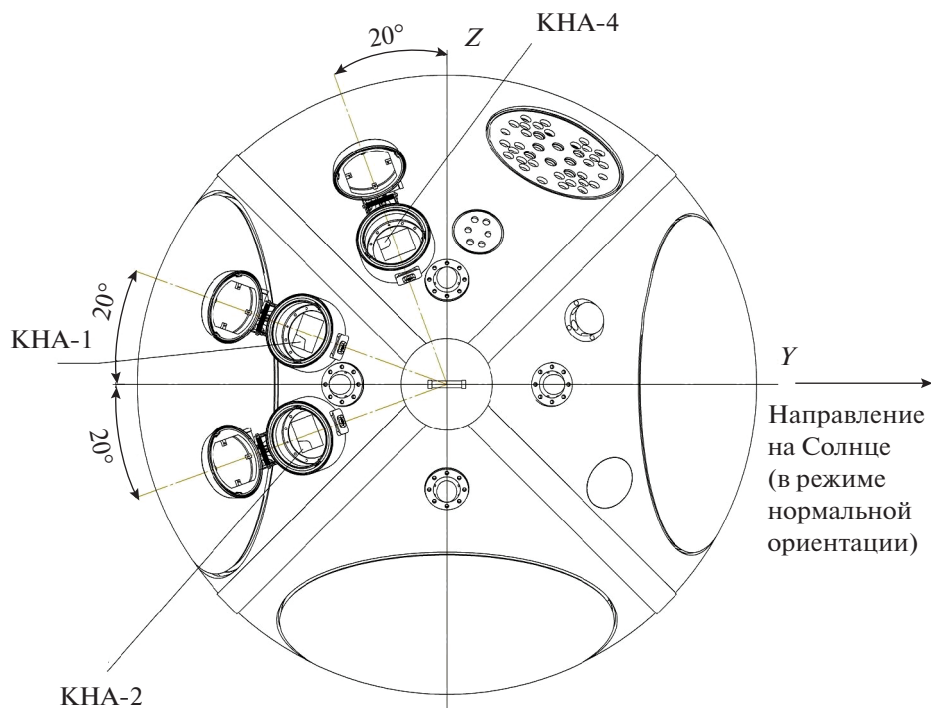


Рис. 3. Размещение КНА на спускаемом аппарате КА ФОТОН-М № 4.

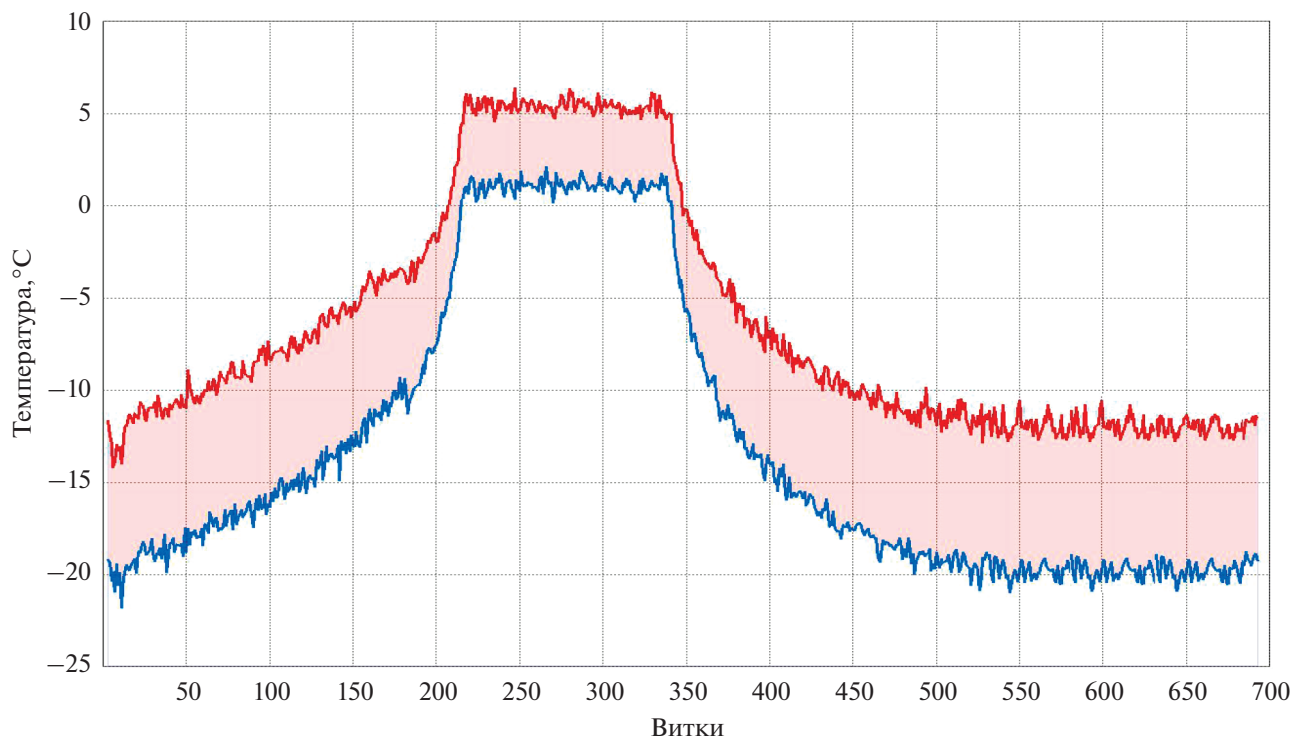


Рис. 4. Диапазоны внутривитковых колебаний температур в КНА № 1.

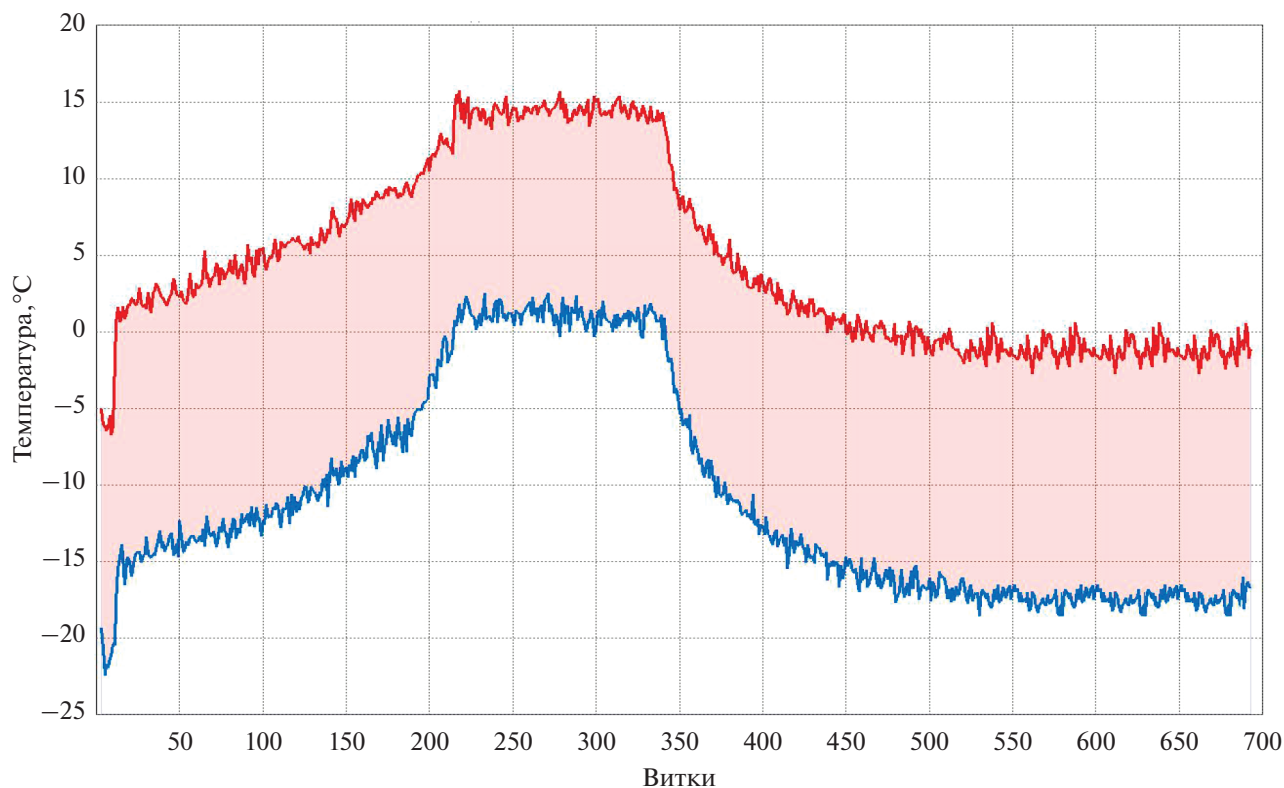


Рис. 5. Диапазоны внутривитковых колебаний температур в КНА № 4.

во-первых, характер изменения и значения текущих температур для КНА № 1 и 2 качественно и количественно существенно не отличаются друг от друга, что обусловлено местом расположения этих КНА на внешней поверхности СА; во-вторых, во временных рядах измеренных текущих температур для всех датчиков и во всех КНА можно выделить три характерных участка, а именно: 1) участок от момента старта до конца 2–3-го витков; 2) участок орбитального полета, начиная с 3–4-го витка до начала 694-го (спускового) витка; 3) участок спуска с орбиты и до приземления [3, 5].

На первом участке в начале полета ракеты-носителя текущие температуры для всех КНА поднялись на 2–4°C от начальных значений (+20°C), а затем к концу первого витка снизились практически до нулевых значений. Снижение температур (до –10°C) наблюдалось до конца второго витка. Начиная с 3–4-го витка устанавливался режим колебаний значений измеряемых температур, близкий к гармоническим колебаниям с орбитальным периодом обращения КА [3, 5]. Значения температур для КНА № 1 и 4 в течение спуска с орбиты приведены [3]. При спуске с орбиты КНА герметично закрываются крышками, тем не менее и в этом случае наблюдался высокий

градиент роста температур, но только до значений порядка 20°C; только одним датчиком в КНА № 4 было зарегистрировано максимальное значение, равное 28°C.

На орбитальном участке полета КА *ФОТОН-М № 4*, начиная с 4-го и до 694-го витка, как отмечено выше, наблюдались практически гармонические внутривитковые колебания значений температур с практически одинаковыми амплитудами для всех датчиков. Но с течением времени средние значения температур возрастали и достигали положительных значений на интервале между 200-м и 350-м витками, что обусловлено изменением за счет прецессии положения плоскости орбиты КА относительно Солнца. При этом в диапазоне витков от 220 до 340 КА *ФОТОН-М № 4* в течение всего витка не заходил в тень Земли. На рис. 4, 5 показаны зависимости для максимальных диапазонов внутривитковых изменений температур в течение всего полета КА; соответственно, для КНА № 1 – на рис. 4, для КНА № 4 – на рис. 5 [3, 5].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко описана НА МРТ, установленная на борту КА *ФОТОН-М № 4*. Целью одноименного эксперимента с аппаратурой МРТ являлся мони-

торинг теплового состояния конструкции КНА, расположенных на внешней поверхности КА. Полученные результаты представляют практический интерес для разработки аналогичной НА для КА *БИОН-М № 2* с целью обеспечения контроля теплового состояния аппаратуры, размещаемой в КНА на внешней поверхности КА [4, 5].

Анализ полученных в течение полета КА *ФОТОН-М № 4* временных рядов для текущих температур в КНА показал, что существенными факторами, определяющими тепловой режим конструкции КНА, являются не только положение КНА на внешней поверхности КА, ориентированного в течение всего полета панелями СБ на Солнце, но и светотеневая обстановка на витках. Последнее связано с отклонением нормали плоскости орбиты КА от направления на Солнце. Данных о значениях текущих температур носят ярко выраженный колебательный (гармонический) характер с орбитальным периодом движения КА и с зависимостью средневитковых значений температур от положения плоскости орбиты КА относительно Солнца [3–5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Проект “БИОСПУТНИК”. Биомедицинские эксперименты и исследования на российских космических аппаратах: [Электронный ресурс] // Новости (2014 июль, сентябрь) URL: <http://biosputnik.imbr.ru/news.html> (дата обращения 19.XII.2020).
2. *Абрашкин В.И., Курганская Л.В., Шербак А.В.* Автономная система мониторинга теплового состояния научной аппаратуры на космическом аппарате // Известия СамНЦ РАН. 2012. Т. 14. № 6. С. 240–243.
3. *Курганская Л.В.* Космический эксперимент с научной аппаратурой “МРТ” на КА *ФОТОН-М № 4* // Вестник Самарского государственного университета. Естественнонаучная серия. 2014. № 10 (121). С. 140–152.
4. *Горелов Ю.Н., Курганская Л.В., Шербак А.В.* Научная аппаратура КАРБОН, МРТ и СИГМА для проведения космических экспериментов на борту космических аппаратов *БИОН-М № 1* и *ФОТОН-М № 4* // Известия СамНЦ РАН. 2016. Т. 18. № 4(6). С. 1039–1047.
5. *Горелов Ю.Н., Данилов С.Б., Курганская Л.В. и др.* Об основных результатах космического эксперимента МРТ на космическом аппарате *ФОТОН-М № 4* // Обозрение прикладной и промышленной математики. 2019. Т. 26. № 2. С. 149–150.

ТРАЕКТОРИИ ПЕРЕЛЕТА К ЛУНЕ С МИНИМАЛЬНОЙ ТЯГОЙ

© 2022 г. А. В. Иванюхин¹, *, В. Г. Петухов¹, Юн Сон Ук²

¹Научно-исследовательский институт прикладной механики и электродинамики
Московского авиационного института, Москва, Россия

²Московский авиационный институт, Москва, Россия

*e-mail: ivanyukhin.a@yandex.ru

Поступила в редакцию 20.05.2022 г.

После доработки 10.06.2022 г.

Принята к публикации 24.06.2022 г.

В работе рассматривается задача оптимизации траекторий космического аппарата с малой тягой к окололунным орбитам, точкам либрации системы Земля-Луна и гало-орбитам вокруг них. Целью оптимизации является минимизация тяги. Для решения задачи минимизации тяги используется непрямой подход, основанный на использовании принципа максимума и метода продолжения. Задача оптимизации рассматриваемого класса траекторий приводит к необходимости преодоления ряда проблем, связанных с вычислительной неустойчивостью, ограниченностью области существования решения и необходимостью выбора правильного соотношения угловой дальности и длительности перелета как на геоцентрическом, так и на селеноцентрическом участках. Для преодоления этих трудностей предлагается использовать последовательное решение задачи оптимизации траектории космического аппарата с идеально-регулируемым двигателем и задачи минимизации тяги в постановке с фиксированной угловой дальностью и свободным временем перелета. Точность вычисления производных, необходимых при решении краевой задачи принципа максимума, обеспечивается применением автоматического дифференцирования с использованием комплексных дробных чисел. Приводятся численные примеры расчета прямых и низкоэнергетических траекторий перелета с включением в траекторию участка движения по устойчивому многообразию.

DOI: 10.31857/S002342062205003X

ВВЕДЕНИЕ

Одним из способов повышения эффективности лунных миссий является использование для их реализации электроракетных двигательных установок (ЭРДУ) с высоким удельным импульсом тяги, что позволяет существенно сократить затраты топлива на перелет. К настоящему времени успешно реализован перелет на окололунную орбиту КА с ЭРДУ *SMART-1* [1]. Планируется использовать ЭРДУ для выведения базового модуля лунной орбитальной станции [2], рассматриваются варианты использования космических буксиров с ЭРДУ для обеспечения лунной пилотируемой программы [3].

Теоретические аспекты перелетов к Луне с малой тягой и численные методы для их расчета и оптимизации рассматривались во многих работах, например в [4–9]; однако следует отметить, что до настоящего времени не проведено достаточно полного теоретического исследования особенностей оптимальных лунных траекторий с малой тягой, а разработанные численные методы имеют существенные ограничения по применению.

Использование ЭРДУ приводит к значительному увеличению длительности перелета к Луне,

поскольку величина тяги ЭРДУ мала по сравнению с химическими ракетными двигателями. Это также означает, что требуемое число витков может исчисляться десятками и сотнями. Многовитковая задача является многоэкстремальной: для фиксированной длительности перелета существует множество локально-оптимальных решений с разным числом витков. Эта особенность затрудняет обеспечение вычислительной устойчивости применяемых численных методов оптимизации.

Одним из вариантов решения задачи проектирования многовитковых перелетов к Луне с малой тягой является использование приближенных: локально-оптимальных законов управления на основе функций Ляпунова [10, 11] и квазиоптимального управления с обратной связью (КОУСОС) [12–14].

КОУСОС использовалось в ряде предыдущих исследований [12, 13] для оптимизации траекторий с малой тягой к точке либрации L_1 системы Земля-Луна (EML_1), на низкую лунную орбиту и гало-орбиты у точек либрации системы Земля-Луна.

Недавно авторами был предложен новый подход к оптимизации траекторий малой тяги с фиксированной угловой дальностью и свободным временем перелета для оптимизации межорби-

тальных перелетов [15–17]. Отличительной особенностью предложенного подхода является использование новой независимой угловой переменной – вспомогательной долготы, которая в невозмущенном движении совпадает с истинной долготой. Этот подход обеспечивает единственность минимума функционала по длительности перелета в заданном классе экстремалей при фиксированной угловой дальности.

Однако существует еще одна существенная трудность, связанная с использованием методов оптимизации возмущенных траекторий, основанных на применении принципа максимума и метода продолжения. Для их реализации необходимо высокоточное вычисление смешанных производных второго порядка от правых частей дифференциальных уравнений, включающих возмущающие ускорения, по фазовым переменным и неизвестным параметрам краевой задачи. Для решения этой задачи был разработан метод, основанный на использовании комплексных дуальных чисел – автоматическое дифференцирование с использованием комплексных дуальных чисел (CDNAD) [21–24]. CDNAD позволяет существенно облегчить подготовку математической модели, необходимой для оптимизации возмущенной траектории, с помощью автоматизации вычисления производных от возмущающих ускорений по фазовому вектору с использованием комплексных дуальных чисел с последующим вычислением требуемых производных от вектора невязок краевой задачи методом комплексного шага.

Еще одной проблемой является ограниченность области существования решения задачи оптимизации траектории перелета КА с двигателем малой тяги. Как правило, границы этой области заранее неизвестны. Поэтому, при отказе метода вычисления оптимальной траектории часто бывает трудно установить, связан ли этот отказ с недостатками используемого метода или с попыткой найти решение вне области его существования. Для решения задачи вычисления границы области существования решения задачи оптимизации траектории КА с двигателем ограниченной тяги может быть использована задача минимизации тяги [25–27]. Очевидно, что в случае фиксированной длительности или угловой дальности перелета решение существует только при величине тяги большей некоторого минимального значения. По результатам решения задачи минимизации тяги делается вывод о существовании траектории КА. Решение задачи минимизации тяги существенно облегчается из-за отсутствия разрывов в управлении. Таким образом, задача минимизации тяги может использоваться как инструмент диагностики существования оптимальных траекторий с переключением тяги.

Кроме того, решению задачи минимальной тяги дает много полезной информации, касающейся

решения параметрической части задачи [28]. Величина электрической мощности P , доступной для питания ЭРДУ на борту КА, пропорциональна тяге T и скорости истечения c : $P = Tc/2$. В целом массу энергодвигательной установки (ЭДУ) КА с ЭРДУ можно оценить как $m_{\text{ЭДУ}} = \gamma P = \gamma Tc/2$, где γ – значение удельной массы ЭДУ. Так как масса ЭДУ почти пропорциональна величине тяги, задача минимизации тяги практически совпадает с задачей минимизации массы ЭДУ.

Траектории перелета к Луне с малой тягой в отличие от траекторий с большой тягой отличаются медленным изменением константы энергии, поэтому типичная траектория перелета между околоземной и окололунной орбитами входит в сферу Хилла Луны через горловину в окрестности точки либрации EML_1 . Чем меньше величина реактивного ускорения, тем уже должна быть горловина в окрестности точки либрации из-за необходимости увеличения константы Якоби КА до критического уровня за ограниченное время, пока КА остается в сфере Хилла Луны. Таким образом, траектории с малой тягой к Луне должны проходить вблизи EML_1 . Следовательно, можно разбить траекторию от околоземной орбиты до окололунной орбиты на две части: геоцентрическую (от околоземной орбиты до EML_1) и селеноцентрическую (от EML_1 до окололунной орбиты) участков. Отметим, что оскулирующая орбита EML_1 является эллиптической как в геоцентрической, так и в селеноцентрической системах координат.

Для расчета траекторий с минимальной тягой будем отдельно рассчитывать геоцентрический и селеноцентрический участки траектории и стыковать их в точке либрации EML_1 или использовать для пролета окрестности точки либрации инвариантные многообразия. Для расчета таких траекторий необходимо зафиксировать время прохождения точки либрации (или заданных точек выхода на выбранное устойчивое инвариантное многообразие на геоцентрическом участке и схода с выбранного неустойчивого многообразия на селеноцентрическом участке при использовании инвариантных многообразий для входа в сферу Хилла Луны) и выбрать угловые дальности геоцентрического и селеноцентрического участков такими, чтобы они обеспечивали одинаковое значение минимальной тяги КА на обоих участках траектории. Задача оптимизации траектории перелета к Луне КА с минимальной тягой формулируется как задача независимого вычисления значения минимальной тяги T_{\min} на геоцентрическом и селеноцентрическом участках траектории с фиксированной угловой дальностью каждого участка с дальнейшим подбором этих угловых дальностей с целью обеспечения равенства минимальной тяги на обоих участках.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ

Рассмотрим задачу оптимизации возмущенной многовитковой траектории с малой тягой. Будем использовать модифицированные равноденственные элементы и вспомогательную долготу K , совпадающую с истинной долготой в не-

возмущенном движении, в качестве независимой переменной. Подход к оптимизации траекторий КА, основанный на использовании этой угловой независимой переменной, представлен в [15–17]. Уравнения возмущенного движения КА с малой тягой при использовании вспомогательной долготы K имеют следующий вид:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dp}{dK} &= \frac{2p^3}{\mu q^3} a_r, \\ \frac{de_x}{dK} &= \frac{p^2}{\mu q^2} \left[\sin L \cdot a_r + \frac{(q+1)\cos L + e_x}{q} a_t - \frac{e_y \xi}{q} a_n \right], \\ \frac{de_y}{dK} &= \frac{p^2}{\mu q^2} \left[-\cos L \cdot a_r + \frac{(q+1)\sin L + e_y}{q} a_t + \frac{e_x \xi}{q} a_n \right], \\ \frac{di_x}{dK} &= \frac{p^2 s^2}{2\mu q^3} \cos L \cdot a_n, \quad \frac{di_y}{dK} = \frac{p^2 s^2}{2\mu q^3} \sin L \cdot a_n, \\ \frac{dL_K}{dK} &= \frac{p^2}{\mu q^3} \xi \cdot a_n, \quad \frac{dm}{dK} = -\frac{\delta}{\sqrt{\mu p}} \left(\frac{p}{q} \right)^2 \frac{T}{c}, \\ \frac{dt}{dK} &= \frac{1}{\sqrt{\mu p}} \left(\frac{p}{q} \right)^2. \end{aligned} \right. \quad (1)$$

где $e_x = e \cos(\omega + \Omega)$, $e_y = e \sin(\omega + \Omega)$, $i_x = \operatorname{tg} \frac{i}{2} \cos \Omega$, $i_y = \operatorname{tg} \frac{i}{2} \sin \Omega$, $L = v + \omega + \Omega$, $s^2 = 1 + i_x^2 + i_y^2$, $q = 1 + e_x \cos L + e_y \sin L$, $\xi = i_x \sin L - i_y \cos L$, $a_t = \frac{\delta T}{m} \cos \vartheta \cos \psi + a_{pt}$, $a_r = \frac{\delta T}{m} \sin \vartheta \cos \psi + a_{pr}$, $a_n = \frac{\delta T}{m} \sin \psi + a_{pn}$, T – тяга, c – скорость истечения, m – масса, δ – функция дросселирования, ϑ – тангаж, ψ – рысканье, a_{pt} , a_{pr} , a_{pn} – тангенциальная, радиальная и бинормальная компоненты возмущающего ускорения соответственно, p , e , ω , i , Ω – кеплеровские орбитальные элементы, L_K – отклонение истинной долготы L от K , v – истинная аномалия, μ – гравитационный параметр.

В правой части системы дифференциальных уравнений (1) истинная долгота должна быть представлена как $L = K + L_K$. Рассмотрим перелет из точки начальной орбиты с истинной долготой L_0 с угловой дальностью ΔL . В этом случае конечная точка траектории будет иметь истинную долготу $L_f = L_0 + \Delta L$.

В [15–17] представлен метод решения задачи оптимизации перелета на околоземную орбиту с малой тягой с фиксированной угловой дальностью перелета и свободным временем перелета. Основное преимущество рассматриваемой фор-

мулировки задачи оптимизации траектории с фиксированной угловой дальностью и свободным временем перелета заключается в том, что для однотипных семейств траекторий, судя по проведенному ранее численному анализу, имеется только одно решение, удовлетворяющее необходимым условиям оптимальности. При использовании более традиционной формулировки – оптимизации траектории с фиксированным временем перелета и свободной угловой дальностью – существует множество оптимальных решений с различным числом витков (см., например, рис. 1 в [17]), что ограничивает область сходимости численных методов и затрудняет вычисление глобально-оптимальных решений.

2. ЗАДАЧА ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ: МИНИМИЗАЦИЯ ТЯГИ

Рассмотрим задачу вычисления траектории с минимальной тягой, заданным удельным импульсом, фиксированной угловой дальностью. Аналогично работам [25–27], будем называть ее T_{\min} -задачей.

В работе [17] уже рассматривалась T_{\min} -задача для межорбитальных перелетов с использованием угловой независимой переменной K , но без учета влияния возмущений. Рассмотрим задачу минимизации функционала:

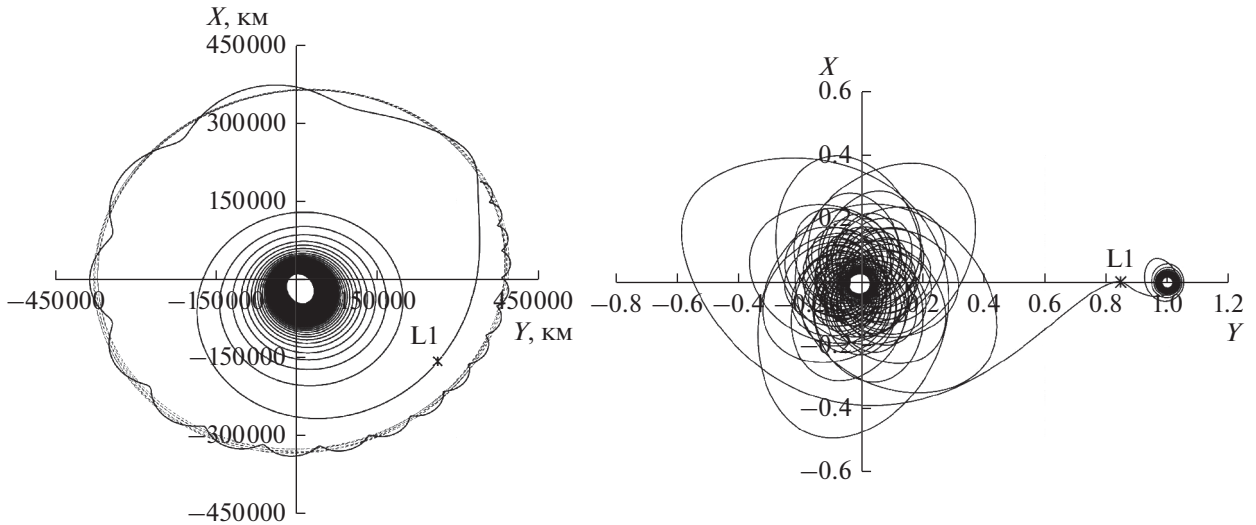


Рис. 1. Проекция оптимальной траектории на плоскость XU в инерциальной системе координат J2000 (слева) и на мгновенную плоскость орбиты Луны в синодической системе координат (справа), $T^* = 0.2$ Н.

$$\begin{aligned}
 J &= \frac{1}{2} \int_{L_0}^{L_f} T^2 dL = \frac{1}{2} \int_{K_0}^{K_f} T^2 \frac{dL}{dK} dK = \\
 &= \frac{1}{2} \int_{K_0}^{K_f} T^2 \left(1 + \frac{dL_K}{dK} \right) dK = \\
 &= \frac{1}{2} \int_{K_0}^{K_f} T^2 \left[1 + k_1 k_2 \xi \left(\delta \frac{T}{m} \sin \psi + a_{pn} \right) \right] dK,
 \end{aligned} \tag{2}$$

для динамической системы (1), дополненной формальным дифференциальным уравнением для тяги:

$$dT/dK = 0. \tag{3}$$

Очевидно, что при фиксированной угловой дальности перелета минимум функционала (2) достигается при минимальной тяге. Функция Понтрягина рассматриваемой T_{\min} -задачи в этом случае принимает вид:

$$H = H_{T \min} + H_p + H_t, \tag{4}$$

$$\begin{aligned}
 &\left\{ \begin{aligned}
 H_{T \min} &= -\frac{1}{2} T^2 \left(1 + \delta \frac{T}{m} k_1 k_2 \xi \sin \psi \right) + \\
 &+ \delta T k_1 \left[\frac{k_2}{m} (A_r \sin \vartheta \cos \psi + A_t \cos \vartheta \cos \psi + \right. \\
 &+ A_n \sin \psi) - \frac{p_m}{c} \left. \right] = -\frac{1}{2} T^2 + \delta T k_1 \times \\
 &\times \left[\frac{k_2}{m} (A_r \sin \vartheta \cos \psi + A_t \cos \vartheta \cos \psi + A_{n1} \sin \psi) - \frac{p_m}{c} \right], \\
 H_p &= k_1 k_2 (A_r a_{pr} + A_t a_{pt} + A_{n1} a_{pn}), \\
 H_t &= \frac{1}{\sqrt{\mu p}} \left(\frac{p}{q} \right)^2 p_t,
 \end{aligned} \right. \tag{5}
 \end{aligned}$$

где $H_{T \min}, H_p, H_t$ – части функции Понтрягина, зависящие от тяги, возмущающих ускорений и сопряженной к времени переменной p_t соответственно,

$$\begin{aligned}
 A_t &= 2pp_p + [(q+1) \cos L + e_x] p_{ex} + \\
 &+ [(q+1) \sin L + e_y] p_{ey}, \\
 A_r &= q(\sin L p_{ex} - \cos L p_{ey}), \\
 A_{n1} &= \xi \left(-e_y p_{ex} + e_x p_{ey} + p_{LK} - \frac{T^2}{2} \right) + \\
 &+ \frac{s^2}{2} (\cos L p_{ix} + \sin L p_{iy}),
 \end{aligned}$$

$p_p, p_{ex}, p_{ey}, p_{ix}, p_{iy}, p_{LK}, p_m$ – переменные, сопряженные к $p, e_x, e_y, i_x, i_y, L_K$ и m соответственно.

Максимизируя (4) по управлению ϑ, ψ и δ , получим следующие выражения для оптимального управления:

$$\begin{aligned}
 \sin \vartheta &= A_r / A_{rt}, \quad \cos \vartheta = A_t / A_{rt}, \\
 \sin \psi &= A_{n1} / A_1, \quad \cos \psi = A_{rt} / A_1, \\
 \delta &= (1 + \text{sign } S_{T \min}) / 2, \\
 S_{T \min} &\neq 0; \quad \delta \in [0; 1], \quad S_{T \min} = 0,
 \end{aligned} \tag{6}$$

где $S_{T \min} = \frac{k_2 A_1}{m} - \frac{p_m}{c}$ – функция переключения,

$A_1 = \sqrt{A_r^2 + A_t^2 + A_{n1}^2}$. Так как величины k_2, A_1, m, c положительны на всей траектории, а p_m – неположительна (в конечной точке $p_m = 0$ в силу необходимых условий оптимальности, а $dp_m/dK = -\partial H/\partial m \geq 0$), то $S_{T \min} > 0$ на всей траектории. Следовательно, на всей траектории с минимальной тягой

$$\delta(K) \equiv 1. \tag{7}$$

Подставляя выражения для оптимального управления (6), (7) в (5), получим следующее выражение для $H_{T \min}$:

$$H_{T \min} = -\frac{1}{2}T^2 + Tk_1S_{T \min},$$

подставив которое в (4) вместо первого уравнения (5), получим выражение для оптимального гамильтониана H :

$$H = -\frac{1}{2}T^2 + \underbrace{Tk_1S_{T \min}}_{H_{T \min}} + \underbrace{k_1k_2(A_r a_{pr} + A_a a_{pt} + A_{nl} a_{pn})}_{H_p} + \underbrace{k_1 p_t}_{H_t}.$$

Уравнение для массы КА m , с учетом (7), можно представить в виде:

$$m(K) = m(K_0) - \frac{T}{c}[t(K) - t(K_0)].$$

В систему дифференциальных уравнений (1) следует добавить дифференциальные уравнения для тяги (3) и сопряженной к ней переменной p_T :

$$\frac{dp_T}{dK} = T + k_1 \frac{p_m}{c} + k_1k_2 \left[\frac{1}{m} \left(-A_1 + \xi T^2 \frac{A_{nl}}{A_1} \right) + \xi T a_{pn} \right]. \quad (8)$$

В краевые условия должны быть включены условия трансверсальности для p_T на левом и правом концах траектории:

$$p_T(K_0) = 0, \quad p_T(K_f) = 0. \quad (9)$$

Система обыкновенных дифференциальных уравнений оптимального движения имеет вид:

$$\frac{dx_1}{dK} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_{x1}}, \quad \frac{dT}{dK} = 0, \quad \frac{d\mathbf{p}_{x1}}{dK} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{x}_1}, \quad \frac{dp_T}{dK} = -\frac{\partial H}{\partial T}, \quad (10)$$

где $\mathbf{x}_1^T = (p, e_x, e_y, i_x, i_y, L_K, m, t)$ – фазовый вектор и $\mathbf{p}_{x1}^T = (p_p, p_{ex}, p_{ey}, p_{ix}, p_{iy}, p_{LK}, p_m, p_t)$ – вектор сопряженных переменных.

При использовании точки либрации в качестве точки стыковки геоцентрического и селеноцентрического участков, вся траектория разбивается на две части: от околоземной орбиты до EML_1 и от EML_1 до окололунной орбиты. В этом случае время пролета EML_1 фиксируется, а время отлета с начальной околоземной орбиты и время выхода на конечную окололунную орбиту должны удовлетворять необходимым условиям оптимальности.

Краевые условия для геоцентрического участка траектории с учетом возможности установить $K_0 = 0$ без потери общности (см. [15–17]) можно записать в виде

$$L_K(0) = L_0, \quad \mathbf{x}(0) = \mathbf{x}_0(L_0), \quad m(0) = m_0, \quad p_t(0) = 0, \quad p_T(0) = 0, \quad p_{LK}(0) + H(0) = 0, \quad (11)$$

$$L_K(K_f) + K_f = L_f, \quad \mathbf{x}(K_f) = \mathbf{x}_f(L_f), \quad t(K_f) = t_{L1}, \quad p_m(K_f) = 0, \quad p_T(K_f) = 0, \quad (12)$$

где $\mathbf{x}^T = (p, e_x, e_y, i_x, i_y)$, а \mathbf{x}_f, L_f – геоцентрические оскулирующие орбитальные элементы EML_1 в заданный момент ее пролета t_{L1} . Подробный вывод условий (11), (12) для задачи перелета между околоземными орбитами приведен в работах [15–17].

Для решения краевой задачи (10)–(12) требуется определить 8 компонент вектора $\mathbf{p}_{x1}(0)$, конечную вспомогательную долготу K_f и тягу T при которых удовлетворяется последнее уравнение в (11) и 9 уравнений (12).

При оптимизации селеноцентрического участка траектории (от EML_1 до окололунной орбиты) фиксируется время начала движения КА от точки либрации EML_1 $t_0 = t_{L1}$. Таким образом, в этом случае время прилета КА в конечную точку на окололунной орбите t_f является неизвестным параметром. К начальным условиям (11) в этом случае необходимо добавить уравнение $t(0) = t_{L1}$ и исключить уравнение $p_t(0) = 0$, а к конечным условиям (12) необходимо добавить уравнение $p_t(K_f) = 0$ и исключить уравнение $t(K_f) = t_f$.

3. МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ

Рассмотрим решение краевой задачи (10)–(12) методом продолжения по параметру в форме, представленной в [21, 22]. Для решения задачи оптимизации геоцентрического участка траектории требуется найти значения неизвестных параметров

$$\mathbf{z} = [\mathbf{p}_x^T(0), p_{LK}(0), t(0), T, p_m(0), K_f]^T,$$

при которых удовлетворяются условия

$$\mathbf{f}(\mathbf{z}) = \begin{bmatrix} \mathbf{x}(K_f) - \mathbf{x}_f(L_f) \\ p_{LK}(0) + H(0) \\ t_f - t(K_f) \\ p_m(K_f) \\ L_K(K_f) + K_f - L_f \\ p_T(K_f) \end{bmatrix} = 0,$$

где $\mathbf{p}_x^T = (p_p, p_{ex}, p_{ey}, p_{ix}, p_{iy})$.

Для решения задачи оптимизации селеноцентрического участка траектории требуется найти значения неизвестных параметров

$$\mathbf{z} = [\mathbf{p}_x^T(0), p_{LK}(0), p_t(0), T, p_m(0), K_f]^T,$$

при которых удовлетворяются условия

$$\mathbf{f}(\mathbf{z}) = \begin{bmatrix} \mathbf{x}(K_f) - \mathbf{x}_f(L_f) \\ p_{LK}(0) + H(0) \\ p_t(K_f) \\ p_m(K_f) \\ L_K(K_f) + K_f - L_f \\ p_T(K_f) \end{bmatrix} = 0.$$

Таким образом, задача формально сводится к решению системы уравнений $\mathbf{f}(\mathbf{z}) = 0$, причем для вычисления вектора невязок \mathbf{f} при текущем значении \mathbf{z} необходимо проинтегрировать на отрезке $K \in [0; K_f]$ систему дифференциальных уравнений (10) с начальными условиями вида (11). В работах [16, 17, 21] для решения подобных задач предлагается использовать методы продолжения, позволяющий свести краевую задачу к задаче Коши для системы вложенных дифференциальных уравнений. Однако, для вычисления правых частей дифференциальных уравнений метода продолжения требуется вычислить частные производные от \mathbf{f} по \mathbf{z} и параметру продолжения τ .

Частные производные $d\mathbf{f}/d\mathbf{z}$ и $d\mathbf{f}/d\tau$ могут быть вычислены с использованием совместного интегрирования дифференциальных уравнений для фазовых и сопряженных переменных с уравнениями для их производных по \mathbf{z} и τ :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dK} \frac{\partial \mathbf{x}_1}{\partial \mathbf{z}} &= \frac{\partial^2 H}{\partial \mathbf{z} \partial \mathbf{p}_{x1}}, \quad \frac{d}{dK} \frac{\partial \mathbf{p}_{x1}}{\partial \mathbf{z}} = -\frac{\partial^2 H}{\partial \mathbf{z} \partial \mathbf{x}_1}, \\ \frac{d}{dK} \frac{\partial \mathbf{x}_1}{\partial \tau} &= \frac{\partial^2 H}{\partial \tau \partial \mathbf{p}_{x1}}, \quad \frac{d}{dK} \frac{\partial \mathbf{p}_{x1}}{\partial \tau} = -\frac{\partial^2 H}{\partial \tau \partial \mathbf{x}_1}. \end{aligned} \quad (13)$$

Из (13) следует, что необходимо вычислить смешанные производные второго порядка от H по фазовому вектору и \mathbf{z} , а также по фазовому вектору и τ . В соответствии с (4), гамильтониан возмущенной задачи может быть представлен в виде $H = H_{T_{\min}} + H_p + H_r$. Слагаемое гамильтониана H_p зависит от возмущающих ускорений, которые зависят от \mathbf{x}_1 и вычисляются с использованием сложных алгоритмов, не позволяющих, в общем случае, проводить их вычисление на основе аналитических формул.

Для вычисления смешанных производных второго порядка с высокой точностью был разработан специальный метод, основанный на использовании комплексно-дуальных чисел — метод автоматического дифференцирования с ис-

пользованием комплексных дуальных чисел (CDNAD) [21–24].

В качестве начального приближения в задаче минимизации тяги используется решение задачи оптимизации траектории КА с идеально-регулируемым двигателем (ОМ-задача) [18]. Управление в ОМ-задаче является гладкой функцией независимой переменной, ограничение на величину реактивного ускорения отсутствует, поэтому получить численное решение этой задачи достаточно просто по сравнению с задачей оптимизации траектории КА с двигателем ограниченной тяги. В [16, 17] представлены методы решения ОМ-задачи, основанные на применении принципа максимума и метода продолжения по параметру. Переход к задаче на минимум тяги, происходит на основе метода продолжения по параметру, реализующим гомотопию между известным решением ОМ-задачи и искомым решением задачи минимизации тяги [23]. Таким образом могут быть получены решения задачи минимизации тяги отдельно на геоцентрическом и селеноцентрическом участках перелета, после чего необходимо удовлетворить равенство значений минимальной тяги $T_{\min_{gc}}$ на геоцентрическом и $T_{\min_{sc}}$ на селеноцентрическом участках заданному значению тяги T^* с помощью подбора угловых дальностей этих участков:

$$T_{\min_{gc}}(\Delta L_{gc}) = T^*, \quad T_{\min_{sc}}(\Delta L_{sc}) = T^*, \quad (14)$$

где ΔL_{gc} и ΔL_{sc} — угловая дальность перелета на геоцентрическом и селеноцентрическом участках перелета соответственно.

В результате решения задачи вычисляется оптимальное управление и оптимальная траектория, включая минимальную угловую дальность геоцентрического и селеноцентрического участков перелета с заданной тягой, моменты отлета с околоземной орбиты и прибытия на окололунную орбиту, удовлетворяющие необходимым условиям оптимальности.

4. ЧИСЛЕННЫЕ ПРИМЕРЫ

Рассматривается модель возмущений, включающая притяжение Земли, Луны и Солнца как точечных масс и вторую зональную гармонику геопотенциала. Положение и скорость Земли, Луны и Солнца вычисляются по эфемеридной модели.

Рассмотрим результаты вычисления траекторий с минимальной тягой с эллиптической околоземной орбиты на круговую окололунную орбиту, эллиптическую окололунную орбиту и на устойчивые инвариантные многообразия галоорбит у точек либрации $EM L_1$ и $EM L_2$.

В первых двух примерах будем рассматривать начальную орбиту с высотой перигея 4500 км, вы-

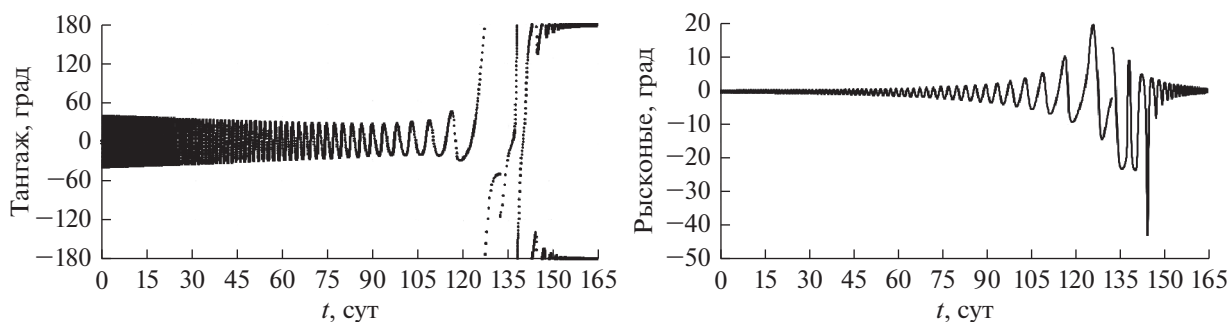


Рис. 2. Зависимости от времени углов тангажа (слева) и рыскания (справа) для перелета на круговую окололунную орбиту.

сотой апогея 50000 км, наклонением 28° , аргументом перигея 101.409° и долготой восходящего узла 10° . Дата пролета точки EML_1 – 18.IX.2021, 12.00.00 UTC. Начальная масса КА 1000 кг, удельный импульс $I_{sp} = 3500$ с.

Первая конечная орбита – круговая окололунная орбита с высотой 5000 км, наклонением 35° и долготой восходящего узла 10° . Параметры окололунной орбиты приведены в селеноцентрической геоэваториальной системе координат. Требуемое минимальное значение тяги T^* выбрано равным 0.2 Н.

В табл. 1 представлены орбитальные параметры геоцентрической и селеноцентрической оскулирующей орбиты EML_1 для заданного времени.

На рис. 1 показаны проекции оптимальной траектории на плоскость XU в инерциальной системе координат J2000 и на мгновенную плоскость орбиты Луны в синодической системе координат.

В результате оптимизации траектории были получены оптимальная длительность перелета $\Delta t = 164.587$ суток, конечная масса КА $m_f = 917.113$ кг (масса топлива $m_p = 82.887$ кг), начальное (167.437°) и конечное (4.268°) значения истинной аномалии и угловые дальности геоцентрического (74.09908 витков) и селеноцентрического (20.02767 витков) участков траектории с минимальной тягой. Зависимости уг-

лов тангажа и рыскания от времени для рассматриваемой траектории представлены на рис. 2.

На основной части геоцентрического участка траектории угол тангажа колеблется около нуля, в окрестности EML_1 он изменяется от -180° до $+180^\circ$ в течение нескольких витков, а затем, на основной части селеноцентрического участка, колеблется около значения 180° до конца полета. Угол рыскания близок к нулю в начале и в конце перелета, большие углы по рысканию достигаются только на последних витках геоцентрического участка и первых витках селеноцентрического участка.

Вторая рассматриваемая конечная орбита – эллиптическая окололунная орбита с высотой периселения 6000 км и высотой апоселения 10000 км. Приведем результаты расчета оптимальных траекторий на эту орбиту со значениями требуемой минимальной тяги: 0.3, 0.5 и 0.7 Н. Проекция траекторий с минимальной тягой на плоскость XU инерциальной системы координат J2000 (слева) и синодической системы координат (справа) представлены на рис. 3. В табл. 2 представлены основные параметры оптимальных траекторий с различной минимальной тягой. Требуемые затраты топлива уменьшаются со снижением значения тяги за счет уменьшения гравитационных потерь.

В качестве третьего примера рассмотрим траектории с минимальной тягой к устойчивым ин-

Таблица 1. Параметры орбиты геоцентрической и селеноцентрической оскулирующей орбиты EML_1 на 12.00.00 UTC 18.IX.2021

Участок траектории	Геоцентрический	Селеноцентрический
Большая полуось, км	235601.23	33575.53
Эксцентриситет	0.375785	0.714726
Наклонение, град		26.016
Долгота восходящего узла, град		10.383
Аргумент перигея, град	138.970	316.415
Истинная аномалия, град	176.638	179.193

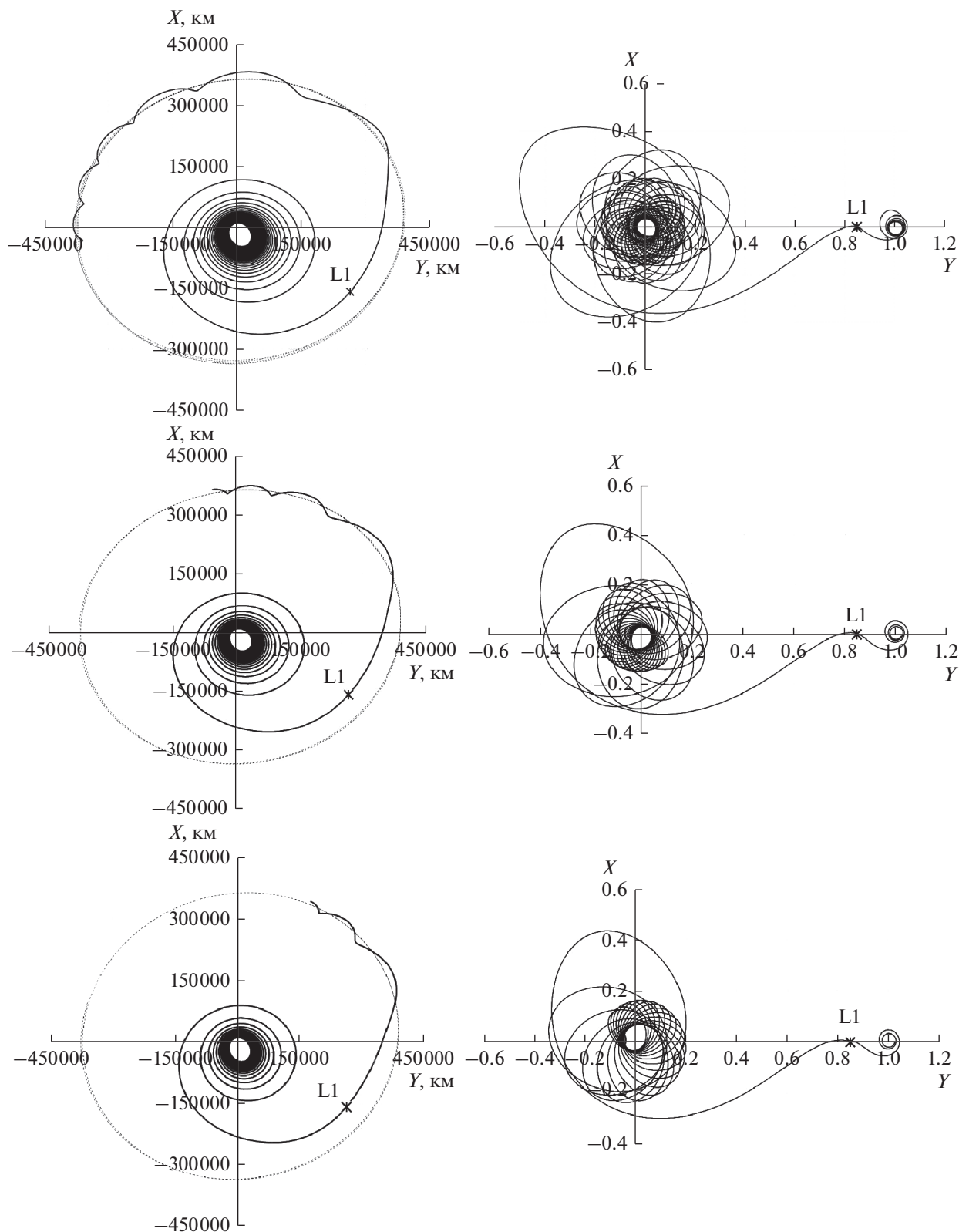


Рис. 3. Оптимальные траектории с минимальной тягой 0.3 Н (верхний ряд), 0.5 Н (средний ряд) и 0.7 Н (нижний ряд).



Рис. 4. Траектории перелета на L1НО с минимальной тягой.

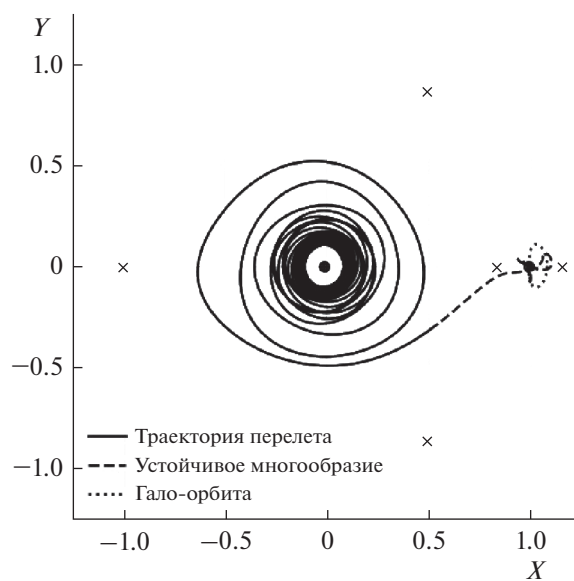


Рис. 5. Траектория перелета на L1NRНО с минимальной тягой.

вариантным многообразиям гало-орбит, ранее рассмотренным в работе [12]:

1) L1НО – северная гало-орбита у точки либрации EM_{L_1} , обладающая свойством орбитальной устойчивости (максимальный мультипликатор Флоке равен 1), с координатами апоселения в синодической барицентрической безразмерной системе координат $(0.8730990324388, 0.0, 0.1906425182060, 0.0, 0.2354475477314, 0.0)$, периодом 9.677 дня и константой Якоби $3.108604 \text{ км}^2/\text{с}^2$.

2) L1NRНО – северная гало-орбита у точки либрации EM_{L_1} , относящаяся к классу почти прямолинейных орбит (NRНО) с максимальным по модулю мультипликатором Флоке 5.32, не обладающая свойством орбитальной устойчивости. Ее апоселений имеет координаты $(0.9306744714248, 0.0, 0.2304688230602, 0.0, 0.1037746566261, 0.0)$, период равен 8.047 суткам, а константа Якоби равна $3.1038796 \text{ км}^2/\text{с}^2$.

3) L2НО – северная гало-орбита у точки EM_{L_2} достаточно больших размеров, обладающая свойством орбитальной устойчивости, с координатами апоселения $(1.0806959653822, 0.0, 0.2023606276413, 0.0, -0.1986289716256, 0.0)$, периодом 10.265 суток и константой Якоби $3.1266148 \text{ км}^2/\text{с}^2$.

В работе [12] был проведен анализ прямых перелетов к гало-орбитам и точкам либрации и перелетов к ним с выходом на инвариантные многообразия. Для расчета траекторий использовалось квазиоптимальное управление с обратной связью. В качестве начальной околоземной орбиты рассматривалась круговая орбита высотой 42164 км с наклоном 51.8° . Удельный импульс двигатель-

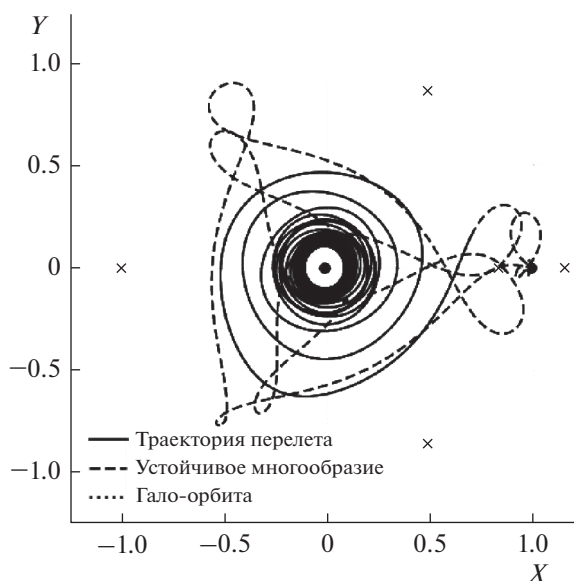


Рис. 6. Траектория перелета на L2НО с минимальной тягой.

Таблица 2. Основные параметры оптимальных траекторий с различным значением требуемой минимальной тяги

T^* , Н	0.3	0.5	0.7
Δt , сут	105.882	64.429	46.903
m_f , кг	920.159	918.915	917.355
ΔL_{gc}	49.30	29.73	21.13
ΔL_{sc}	6.714	3.858	2.774

Таблица 3. Сравнение основных параметров перелета к инвариантным многообразиям гало-орбит с помощью КОУСОС и оптимального управления T_{\min} -задачи

	Δt_c , сут	Δt_{Σ} , сут	Δt_m , сут	N_{rev}	T , Н	μ_k
КОУСОС [12]						
L1HO	96.3	183.396	87.096	36.25603	0.290	0.86184
L1NRHO	103.8	193.285	89.485	36.325873	0.290	0.87839
L2HO	21.3	109.051	87.751	35.79731	0.290	0.88832
T_{\min} -задача						
L1HO	96.3	188.391	92.091	36.25603	0.2678	0.89066
L1NRHO	103.8	198.614	94.814	36.325873	0.2688	0.88744
L2HO	21.3	115.177	93.877	35.79731	0.2711	0.88753

ной установки был принят равным 1770 с, а тяга – 290 мН. Рассматривались перелеты с датой окончания 12.04.2026 00.00 UTC. Для перечисленных выше гало-орбит наиболее эффективными оказались траектории с выходом на инвариантное многообразие.

Сравним траектории с квазиоптимальным управлением из работы [12] с траекториями с минимальной тягой, полученными по представленному в этой статье методу. Проекция траекторий перелета с минимальной тягой к гало-орбитам на мгновенную плоскость орбиты Луны в синодической системе координат представлены на рис. 4, 5 и 6.

В табл. 3 представлены основные параметры траекторий к инвариантным многообразиям гало-орбит с использованием КОУСОС [12] и оптимального управления, минимизирующего величину тяги, при одинаковой угловой дальности перелета. В табл. 3 приводятся: длительность движения по многообразию (Δt_c), суммарное (Δt_{Σ}) и моторное (Δt_m) время, количество витков (N_{rev}), тяга (T) и относительная конечная масса КА (μ_k). Как видно во всех рассмотренных случаях минимальная тяга оказалась меньше тяги, используемой в [12] для расчета траекторий с КОУСОС. Оптимальная длительность перелета на траекториях с минимальной тягой превышает длительность перелета на траекториях с КОУСОС. Конечная масса КА на траекториях с минимальной тягой может быть больше или меньше, чем на траекториях с КОУСОС, так как при использовании КОУСОС долгота восходящего узла конечной орбиты не фиксировалась, а при решении задачи минимизации тяги была задана.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан численный метод решения задачи минимизации тяги для многovitковых траекторий перелета к Луне на основе использования принципа максимума, метода продолжения, ав-

томатического дифференцирования с использованием комплексных дуальных чисел, использования вспомогательной долготы в качестве независимой переменной и постановки задачи с фиксированной угловой дальностью и свободным временем перелета.

Представлены численные результаты оптимизации перелетов с эллиптической околоземной орбиты на круговую и эллиптическую окололунную орбиты, а также с круговой околоземной орбиты на гало-орбиты вокруг точек либрации EML_1 и EML_2 . Проведено сравнение траекторий с квазиоптимальным и оптимальным управлением. В рассмотренных примерах, при одинаковой угловой дальности, оптимальное управление обеспечивает уменьшение величины тяги на 6–8% по сравнению с квазиоптимальным управлением.

Разработанный метод вычисления траекторий перелета к Луне с минимальной тягой может использоваться в качестве средства для диагностики существования решения в задаче оптимизации траекторий с ограниченной тягой: при заданной угловой дальности траектория КА с двигателем заданной тяги существуют только в том случае, если величина заданной тяги не меньше минимальной.

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (соглашение № 22-19-00329).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Foing B.H., Racca G.D., Marin, A. et al.* SMART-1 after lunar capture: First results and perspectives // J. Earth Syst. Sci. 2005. V. 114. № 6. P. 687–697.
2. *McGuire M.L., Burke L.M., McCarty S.L. et al.* Low thrust cis-lunar transfers using a 40 kW-class solar electric propulsion spacecraft. AAS/AIAA Astrodynamics Specialist Conference, Washington, 2017, AAS 17-583.
3. *Легостаев В.П., Лопота В.А., Синяевский В.В.* Перспективы и эффективность применения космических ядерно-энергетических установок и ядерных электроракетных двигательных установок // Кос-

- мическая техника и технологии. 2013. №. 1 (1). С. 6–17.
4. *Kluever C.A., Pierson B.L.* Optimal Low-Thrust Earth-Moon Transfers with a Switching Function // *J. Astronautical Sciences*. 1994. V. 42. № 3. P. 269–284.
 5. *Kluever C.A., Pierson B.L.* Optimal Low-Thrust Three-Dimensional Earth-Moon Trajectories // *J. Guidance, Control and Dynamics*. 1995. V. 18. № 4. P. 830–837.
 6. *Ozimek M.T., Howell K.C.* Low-Thrust Transfers in the Earth–Moon System, Including Applications to Libration Point Orbits // *J. Guidance, Control, and Dynamics*. 2010. V. 33. № 2. P. 533–549.
 7. *Mingotti G., Toppato F., Bernelli-Zazzera F.* Low-energy, low-thrust transfers to the Moon // *Celestial Mech. Dyn. Astron.* 2009. V. 105. № 1. P. 61–74.
 8. *Shimmin R.* Trajectory design for a very-low-thrust lunar mission, PhD Thesis, University of Adelaide. 2012. P. 1–204.
 9. *Singh S.K., Anderson B.D., Taheri E., Junkins J.L.* Exploiting manifolds of L1 halo orbits for end-to-end Earth–Moon low-thrust trajectory design // *Acta Astronautica*. 2021. V. 183. P. 255–272.
 10. *Ельников P.B.* Использование функций Ляпунова для вычисления локально-оптимального управления вектором тяги при межорбитальном перелете с малой тягой // *Космич. исслед.* 2021. Т. 59. № 3. С. 255–264.
 11. *Shannon J., Ozimek M., Atchison J., Hartzell C.* Rapid design and exploration of high-fidelity low-thrust transfers to the moon. *IEEE Aerospace Conference*. 2020. P. 1–12.
 12. *Petukhov V.G., Konstantinov M.S.* Spacecraft insertion into Earth–Moon L1 and lunar orbit. 60th International Astronautical Congress. 2009. IAC-09. D2.3.11. P. 7423–7431.
 13. *Petukhov V.G., Popov G.A., Svyatina V.V.* Suboptimal low-thrust trajectories for lunar missions. *Global Lunar Conference*. Beijing, China, 2010, GLUC-2010-2.2.P3.
 14. *Иванюхин А.В., Петухов В.Г.* Низкоэнергетические квазиоптимальные траектории с малой тягой к точкам либрации и гало-орбитам // *Космич. исслед.* 2020. Т. 58. № 2. С. 165–176.
 15. *Петухов В.Г.* Применение угловой независимой переменной и ее регуляризирующего преобразования в задачах оптимизации траекторий с малой тягой // *Космич. исслед.* 2019. Т. 57. № 5. С. 373–385.
 16. *Ivanyukhin A., Petukhov V.* Optimization of multi-revolution limited power trajectories using angular independent variable // *J. Optimization Theory and Applications*. 2021. V. 191. № 2. P. 575–599.
 17. *Petukhov V., Ivanyukhin A., Popov G. et al.* Optimization of finite-thrust trajectories with fixed angular distance // *Acta Astronautica*, available online. 2021. P. 14. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.03.012>
 18. *Martins J.R.R.A., Sturdza P., Alonso J.J.* The connection between the complex-step derivative approximation and algorithmic differentiation. 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2001. P. 921.
 19. *Dargent T.* Automatic minimum principle formulation for low thrust optimal control in orbit transfers using complex numbers. *International Symposium on Space Flights Dynamics*. Toulouse, France. 2009.
 20. *Yu W., Blair M.* DNAD, a simple tool for automatic differentiation of Fortran codes using dual numbers // *Computer Physics Communications*. 2013. V. 184. № 5. P. 1446–1452.
 21. *Petukhov V.G.* A new approach to low-thrust perturbed trajectory optimization based on the use of complex dual numbers. *IAC 2020 Congress Proceedings, 71st International Astronautical Congress (IAC) — IAC CyberSpace Edition*. 2020.
 22. *Sung W.Y., Petukhov V.G.* Perturbed low-thrust trajectory optimization using the algebra of complex dual numbers. 8th International Conference on Astrodynamics Tools and Techniques, ESA, online. 2021.
 23. *Petukhov V.G., Sung W.Y.* Optimization of perturbed spacecraft trajectories using complex dual numbers. Part 1: Theory and method // *Cosmic Research*. 2021. V. 59. № 5. P. 401–413.
 24. *Petukhov V.G., Sung W.Y.* Optimization of perturbed spacecraft trajectories using complex dual numbers. Part 2: Numerical Results // *Cosmic Research*. 2021. V. 59. № 6. P. 517–528.
 25. *Petukhov V.G.* Minimum-thrust problem and its application to trajectory optimization with thrust switchings. *IAC-13-C1.6.2*, Beijing. 2013.
 26. *Иванюхин А.В., Петухов В.Г.* Задача минимизации тяги и ее приложения // *Космич. исслед.* 2015. Т. 53. № 4. С. 320–331.
 27. *Иванюхин А.В.* Область существования решений в задаче оптимального управления космическим аппаратом с ограниченной тягой // *Современная математика. Фундаментальные направления*. 2016. Т. 62. С. 100–123.
 28. *Petukhov V.G., Wook W.S.* Joint optimization of the trajectory and the main parameters of an electric propulsion system // *Procedia engineering*. 2017. V. 185. P. 312–318.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ ЗА 2022 г.

DOI: 10.31857/S0023420622060103

Абрашкин В.И., Горелов Ю.Н., Курганская Л.В., Щербак А.В. Эксперимент “МРТ” на космическом аппарате *ФОТОН-М* № 4 № 6. С. 512.

Александров А.Ю., Тихонов А.А. Электродинамическое управление с распределенным запаздыванием для стабилизации ИСЗ на экваториальной орбите № 5. С. 404.

Архангельский Н.И., Кравченко Д.А., Ловцов А.С., Музыченко Е.А., Оглоблина И.С., Сеницын А.А., Шашков А.С. КМ-10 – электроракетный двигатель холловского типа: состояние разработки и перспективы применения № 3. С. 254.

Байгашов А.С., Никитин М.А., Тепляков А.С. Ядерная защита от километровых астероидов № 4. С. 325.

Беляев М.Ю., Боровихин П.А., Ветошкин А.М., Караваев Д.Ю., Рассказов И.В. Наведение научной аппаратуры *Международной космической станции* на исследуемые объекты № 1. С. 80.

Беспалов П.А., Савина О.Н., Жаравина П.Д. Особенности возбуждения хоров посредством *ВРА* механизма в магнитосферных волноводах уплотнения и разрежения с рефракционным отражением № 1. С. 17.

Буланов Д.М., Сазонов В.В. Периодическая аппроксимация вращательного движения спутника *Фотон-12* № 2. С. 134.

Власова Н.А., Логачев Ю.И., Базилевская Г.А., Гинзбург Е.А., Дайбог Е.И., Ишков В.Н., Калегаяев В.В., Лазутин Л.Л., Нгуен М.Д., Сурова Г.М., Яковчук О.С. Каталоги солнечных протонных событий как инструмент изучения космической погоды № 3. С. 181.

Вольвач А.Е., Курбасова Г.С., Вольвач Л.Н., Ипатов А.В. Особенности движения географического Северного полюса Земли и скачки в геомагнитном поле № 4. С. 315.

Воронина М.Ю., Ширококов М.Г. Определение параметров модели гравитационного поля астероида с помощью группы малых аппаратов № 3. С. 218.

Голяков А.Д., Фоминов И.В. Методика оценивания робастности автономной системы навига-

ции космического аппарата на основе теории планирования эксперимента № 3. С. 227.

Гордиенко Е.С., Ивашкин В.В., Симонов А.В., Розин П.Е. Анализ траекторий выведения космического аппарата на высокие круговые орбиты искусственного спутника Луны № 3. С. 235.

Губенко В.Н., Андреев В.Е., Кириллович И.А., Губенко Т.В., Павельев А.А., Губенко Д.В. 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. № 6. С. 471.

Давыдов А.А. Расчет направления тормозного импульса для приведения возвращаемой ступени в заданный район № 1. С. 73.

Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Анализ источника эмиссии 630.0 нм в полярных сияниях № 5. С. 368.

Жуков Б.И., Лихачев В.Н., Сихарулидзе Ю.Г. Алгоритм безопасной посадки космического аппарата при спуске с окололунной орбиты № 5. С. 384.

Заболотнов Ю.М., Назарова А.А., Ван Чанцин, Ли Айджунь Динамика формирования тросовой группировки космических аппаратов в виде треугольного “созвездия” № 5. С. 413.

Зимовец И.В., Лукин А.С., Артемьев А.В. Сравнительный анализ квазипериодических процессов в магнитосферном токовом слое и в токовых слоях солнечной короны № 6. С. 454.

Золотарев И.А., Бенгин В.В., Юшков Б.Ю., Нечаев О.Ю., Петров В.Л., Яшин И.В. Планетарное распределение мощности поглощенной дозы ионизирующего излучения по данным эксперимента ДЭПРОН на ИСЗ *Ломоносов* № 2. С. 99.

Иванова А.Р., Калегаяев В.В. Динамика ночных границ аврорального овала во время магнитной бури 27–29.V. 2017 № 5. С. 357.

Иванюхин А.В., Петухов В.Г., Юн Сон Ук Траектории перелета к Луне с минимальной тягой № 6. С. 517.

Игнатов А.И. Оценка низкочастотных микроскоростей на борту искусственного спутника Земли в режиме солнечной ориентации № 1. С. 43.

Карташов Д.А., Лишнеvский А.Э., Шуршаков В.А. Использование электронной трехмерной модели космического корабля для оценки защищенности от ионизирующего излучения № 6. С. 496.

Кириллов А.С. Исследование свечения полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда в атмосферах Земли и Титана № 1. С. 3.

Козлов В.И. Прогноз экстремальных событий космической погоды по флуктуациям космических лучей № 2. С. 105.

Колесников Е.К., Чернов С.В. Времена жизни техногенных микрочастиц, инжектируемых в околоземное космическое пространство на геостационарной орбите № 4. С. 307.

Кувшинова Е.Ю., Музыченко Е.И., Сеницын А.А. Типичные случаи особых точек при оптимизации перелетов с малой тягой № 2. С. 167.

Кузнецов В.И., Калашников С.Д., Наговицына А.Н. Моделирование метода автономной навигации для определения орбиты и ориентации космических аппаратов по виртуальным измерениям зенитных расстояний звезд № 6. С. 504.

Левашов Н.Н., Попов В.Ю., Малова Х.В., Зеленый Л.М. Моделирование турбулентности с перемежаемостью в космической плазме № 1. С. 11.

Литвак М.Л., Митрофанов И.Г., Головин Д.В., Пеков А., Мокроусов М.И., Санин А.Б., Третьяков В.И., Дачев Ц.П., Семкова Й.В. Долгопериодические вариации нейтронной компоненты радиационного фона в окрестности *Международной космической станции* по данным космического эксперимента “БТН-Нейтрон” № 3. С. 206.

Малахов А.В., Митрофанов И.Г., Литвак М.Л., Санин А.Б., Головин Д.В., Дьячкова М.В., Никифоров С.Ю., Аникин А.А., Лисов Д.И., Лукьянов Н.В., Мокроусов М.И., Швецов В.Н., Тимошенко Г.Н. Физические калибровки нейтронного телескопа ФРЕНД, установленного на борту марсианского спутника *TGO* № 1. С. 26.

Михалев А.В., Белецкий А.Б., Лебедев В.П., Сыренова Т.Е., Хахинов В.В. Оптические эффекты полета ракеты-носителя “Протон-М” со спутником *Ямал-601* в дальней от места старта зоне № 2. С. 125.

Мокроусов М.И., Митрофанов И.Г., Аникин А.А., Головин Д.В., Карпушкина Н.Е., Козырев А.С., Литвак М.Л., Малахов А.В., Пеков А.Н., Санин А.Б., Третьяков В.И. Второй этап космического эксперимента “БТН нейтрон” на борту российского

сегмента *Международной космической станции*: аппаратура БТН-М2 № 5. С. 426.

Морзабаев А.К., Махмутов В.С., Тулеков Е.А., Ерхов В.И., Филиппов М.В. Вариации космических лучей в 2021 г. по данным наблюдений экспериментального комплекса евразийского национального университета № 6. С. 479.

Морозов В.М., Каленова В.И. Стабилизация относительного равновесия спутника при помощи магнитных моментов с учетом аэродинамических сил № 3. С. 246.

Оседло В.И., Калегает В.В., Рубинштейн И.А., Тулунов В.И., Шемухин А.А., Павлов Н.Н., Абагин О.И., Золотарев И.А., Баринаова В.О., Богомолов В.В., Власова Н.А., Мягкова И.Н., Гинзбург Е.А. Мониторинг радиационного состояния околоземного пространства на спутнике *Арктика-М №1* № 6. С. 439.

Охлопков В.П. Анализ фаз квазидвухлетних вариаций потоков космических лучей, параметров солнечной активности и межпланетной среды № 5. С. 377.

Петрова А.А., Латышева О.В., Копытенко Ю.А. Глубинное строение арктики и антарктики по магнитным аномалиям компонент и аномалиям силы тяжести № 4. С. 331.

Плохих А.П., Важенин Н.А., Попов Г.А., Шилов С.О. Спектральные характеристики собственного излучения электрических ракетных двигателей с замкнутым дрейфом электронов в радиодиапазоне для различных рабочих тел № 5. С. 396.

Прохоров М.И., Богомолов В.В., Богомолов А.В., Июдин А.Ф., Калегает В.В., Мягкова И.Н., Оседло В.И., Свертилов С.И. Анализ быстрых вариаций потоков электронов в области затора методом нормированного размаха по данным измерений на спутнике *СириусСам-1* № 4. С. 271.

Сидняев Н.И. Методики расчета влияния электродинамического поля в ионосфере на космический аппарат № 3. С. 196.

Федоров В.М., Костин А.А., Фролов Д.М. Баланс транзитного облучения окружающего Землю пространства № 2. С. 116.

Фролов В.Л., Рябов А.О., Акчурин А.Д. Характеристики искусственной инжекции энергичных электронов из радиационного пояса Земли в среднеширотную ионосферу и их зависимость от геофизических условий № 4. С. 285.

Хохлачев А.А., Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г., Рязанцева М.О., Рахманова Л.С. Вариации содер-

жания гелия в межпланетных выбросах корональной массы (ICME) № 2. С. 93.

Хохлачев А.А., Рязанцева М.О., Ермолаев Ю.И., Рахманова Л.С., Лодкина И.Г. Среднемасштабные изменения содержания гелия внутри корональных выбросов массы № 6. С. 486.

Чиров А.А., Белякова Н.Г. Физико-математическая модель динамики давления остаточного газа внутри негерметичного приборного отсека высокоорбитального КА № 4. С. 348.

Чунжуй Ду, Старина О.Л. Генерация искусственных гало-орбит в окололунном пространстве с использованием двигателей малой тягой № 2. С. 151.

Широбоков М.Г., Трофимов С.П. Нейроадаптивное поддержание формации спутников на низких околоземных орбитах № 1. С. 57.

Виктор Васильевич Сазонов 1951–2022. №4. С. 269.