

ISSN 0023-4206

Том 61, Номер 3

Май - Июнь 2023



# КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

[www.sciencejournals.ru](http://www.sciencejournals.ru)



# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 61, номер 3, 2023

---

---

Пространственно-временные структуры в овале полярных сияний: подходы к моделированию <i>Б. В. Козелов</i>	179
Автоматическое определение положения головной ударной волны и магнитопаузы магнитосферы Меркурия по данным магнитометра космического аппарата <i>MESSENGER</i> <i>Д. В. Невский, А. С. Лаврухин, И. И. Алексеев</i>	189
Оценка плотности электронов в ближней 3–4 $R_E$ магнитосфере на основе измерения потенциала спутника <i>Интербол-2</i> <i>Н. Ф. Смирнова, Г. Станев</i>	202
Влияние ионов кислорода на формирование тонкого токового слоя геомагнитного хвоста <i>В. И. Домрин, Х. В. Малова, В. Ю. Попов, Е. Е. Григоренко, Л. М. Зеленый</i>	215
Корональное распространение солнечных протонов во время и после их стохастического ускорения <i>И. Ю. Григорьева, А. Б. Струминский, Ю. И. Логачев, А. М. Садовский</i>	230
Радиационная стойкость микроэлектронных приборов при совместном воздействии дестабилизирующих факторов космического пространства на этапе конструирования <i>П. И. Дидык, А. А. Жуков</i>	242
Исследование оптимальных программ управления относительным движением космического аппарата с ограниченной тягой <i>С. А. Ишков, Г. А. Филиппов</i>	248
О лазерной локации луноходов <i>В. Г. Насенник</i>	258

---

---



УДК 533.932

## ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ В ОВАЛЕ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ: ПОДХОДЫ К МОДЕЛИРОВАНИЮ

© 2023 г. Б. В. Козелов\*

*Полярный геофизический институт, Анатиты, Мурманская область, Россия*

*\*boris.kozelov@gmail.com*

Поступила в редакцию 05.10.2022 г.

После доработки 26.10.2022 г.

Принята к публикации 27.10.2022 г.

Взаимодействие окружающей Землю магнитосферно-ионосферной (МИ) системы со средой (солнечным ветром) происходит в форме череды переходных процессов на разных масштабах. Наиболее крупные из них, магнитные бури, очевидно триггируются возмущениями в солнечном ветре (англ. direct driving). Роль внутренней динамики МИ-системы, вызванной в значительной степени нелинейностью и временными запаздываниями процессов поступления и сброса (англ. load-unload processes) энергии и частиц из солнечного ветра в магнитосферу, становится более существенной на меньших масштабах (суббури, псевдобурейкапы, инъекции, активизации). Типичное динамическое состояние МИ-системы описывается как самоорганизованная критичность или турбулентность, для которых свойственны статистическая масштабная инвариантность (скейнинг, англ. scathing) в распределениях флуктуаций многих характеристик. Динамика МИ-системы проектируется в область аврорального овала, само существование которого обусловлено этой динамикой. Пространственно-временная структура авроральных возмущений в большой степени отражает структуру процессов в МИ-плазме. Описание этой структуры важно как для фундаментального изучения плазменных процессов, так и для многих актуальных прикладных вопросов, связанных с прохождением радиоволн в ионосфере и жизнедеятельностью в высоких широтах. В статье обсуждаются подходы и наработки для построения модели пространственно-временной структуры аврорального овала, основанные на фрактальных и мультифрактальных характеристиках.

DOI: 10.31857/S0023420622700054, EDN: BVLCRW

### ВВЕДЕНИЕ

Окружающая Землю магнитосферно-ионосферная (МИ) система является открытой нелинейной распределенной динамической системой в сложно-структурированной окружающей среде – солнечном ветре. Простые электродинамические соображения (полость с плазмой, создаваемая полем постоянного магнита, которую обтекает поток заряженных частиц с замороженным магнитным полем) дают представление о глобальном строении МИ-системы. Из общих физических соображений, в силу ограниченности объема МИ-системы и ее пространственной распределенности, взаимодействие с внешней средой при длительной эволюции приводит систему в состояние, в котором она балансирует на пороге устойчивости, и системе “удобно” сбрасывать излишки энергии/частиц. Постоянное взаимодействие с неоднородной средой проявляется в том числе в форме череды переходных процессов на разных масштабах, что во многом определяет динамику и саму структуру МИ-системы. Наиболее

крупные из них, магнитные бури, очевидно триггируются возмущениями в солнечном ветре (англ. direct driving) – изменениями динамического давления солнечного ветра и ориентации межпланетного магнитного поля (ММП). Часть энергии солнечного ветра, поступающая в МИ-систему, может накапливаться внутри в виде энергизации потоков плазмы, токовых слоев. Поэтому играет роль также внутренняя динамика МИ-системы, вызванная в значительной степени нелинейностью и временными запаздываниями процессов поступления и сброса (англ. load-unload processes) энергии и частиц из солнечного ветра в магнитосферу, что становится более существенным на меньших масштабах (суббури, псевдобурейкапы, инъекции, активизации) [1]. Различные плазменные неустойчивости вызывают локальные переходные процессы, которые приводят к высыпанию энергичных частиц в атмосферу, к авроральным явлениям, проектирующимся из-за конфигурации земного магнитного поля в область, называемую авроральным овалом (см. обзор [2]). Таким

образом, само существование аврорального овала обусловлено динамикой плазмы в МИ-системы, причем пространственно-временная структура авроральных возмущений отражает структуру процессов в МИ-плазме [3]. Описание этой структуры важна как для фундаментального изучения плазменных процессов, так и для многих актуальных прикладных вопросов, связанных с прохождением радиоволн в ионосфере и жизнедеятельностью в высоких широтах [4]. Существующие модели описывают границы аврорального овала в лучшем случае с некоторым разбиением на типы высыпающихся потоков частиц в зависимости от уровня возмущения. Однако внутри этих границ наблюдается значительная неоднородность высыпающихся потоков частиц по пространству и времени, что играет важную роль, например, в формировании структуры МИ-токов [5], а не только приводит к локальным флуктуациям ионосферной электронной концентрации.

В статье обсуждаются подходы и наработки для построения модели пространственно-временной структуры авроральных возмущений в овале полярных сияний, основанные на фрактальных и мультифрактальных характеристиках, что должно заполнить существенный пробел в моделях окружающей среды.

## МЕТОДИЧЕСКИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Как уже было сказано, магнитосферно-ионосферная система Земли является открытой нелинейной распределенной динамической системой, находящаяся вдали от состояния термодинамического равновесия с окружающей средой — солнечным ветром. Однако под воздействием потока энергии/частиц в ней из солнечного ветра возникает так называемое неравновесное квазистационарное (англ. Non-Equilibrium Steady State — NESS) состояние [6], которое поддерживается диссипацией в многочисленных плазменных неустойчивостях и локальных транзиентах (переходных диссипативных процессах) [7]. Для исследования этого состояния исторически возникло два подхода (языка): один опирается на понятие “турбулентность” в широком смысле [8], другой — на понятие “самоорганизованная критичность” (СК) [9, 10]. И то, и другое понятие, особенно их математическое описание, — идеализация, которую можно применить к природным объектам с определенными оговорками.

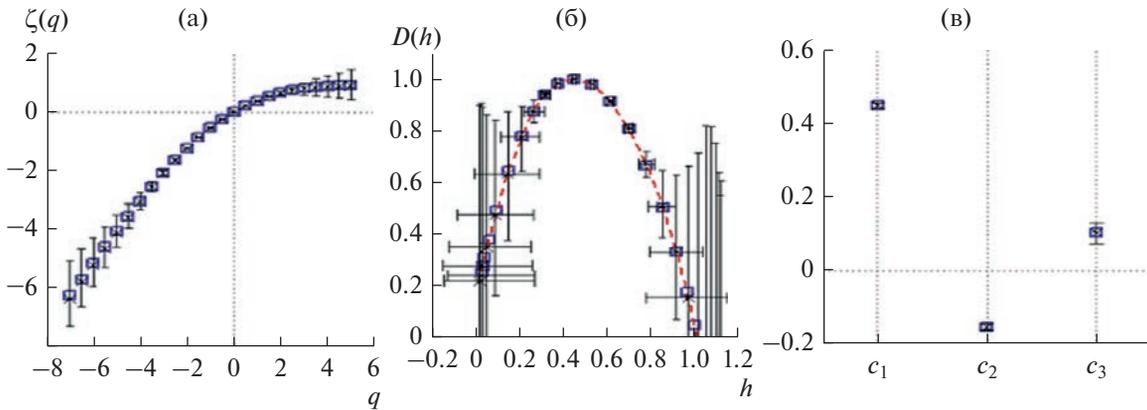
Оба подхода основаны на часто возникающем при анализе временных рядов свойстве статистического самоподобия (скейлинга), которое проявляется в степенном распределении величин, измеренных в природных системах [11]. Такое распределение означает некоторую упорядочен-

ность в казалось бы случайных флуктуациях, что может быть использовано для включения в эмпирические модели. Далее приведем некоторые закономерности, которые для этого могут быть использованы.

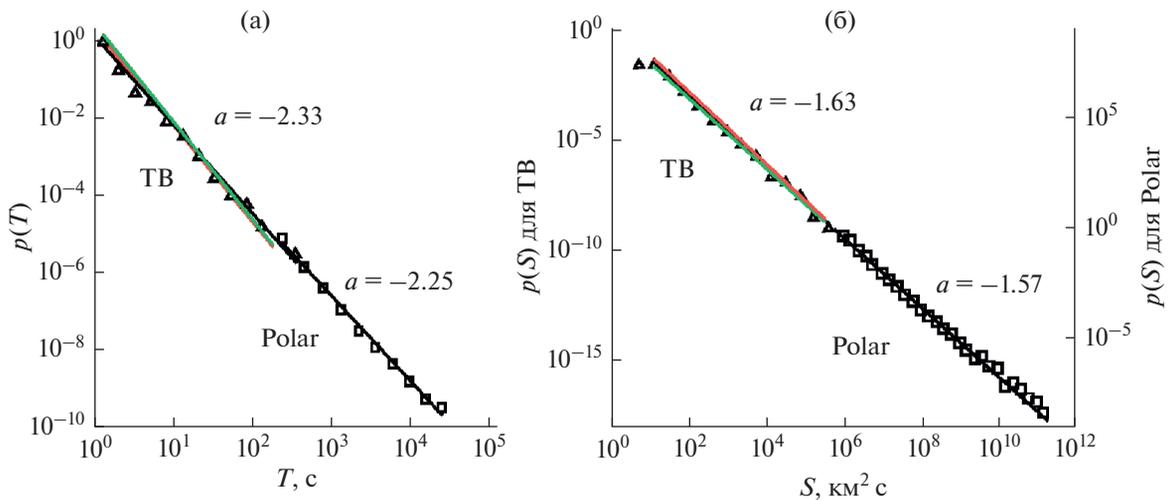
Отметим, что именно попытки геометрического описания природных структур и их “сложности” привело к созданию фрактальной геометрии [12]. Лежащее в основе этого подхода понятие самоподобия подразумевает, что элементы структуры на разных масштабах статистически подобны друг другу. Разложение по зависящим от пространственного масштаба пробным функциям дает степенной спектр. В простейшем варианте структура описывается значением наблюдаемой величины  $I(x)$  в определенных точках  $\{x_i\}$  пространства  $\mathbf{R}^n$ , а в качестве пробной функции используется приращение  $dI(x, s) = I(x + s) - I(x)$  на пространственном масштабе  $s$ . Статистическое усреднение величины  $dI(x, s)^q$  по всем точкам  $x$  дает статистический момент порядка  $q$ ,  $S(s, q) = \langle dI(x, s)^q \rangle$ . Необходимо отметить, что исследования моментов большого порядка ограничены длиной доступного ряда данных и для моментов  $q > 6$  обычно не имеют смысла. Степенной вид зависимости статистических моментов от масштаба  $s$  при малых  $s$ ,  $S(s, q) \sim s^{\zeta(q)}$ , свидетельствует о фрактальной структуре. При линейной зависимости показателя степени от номера момента,  $\zeta(q) = Hq$ , говорят о монофрактале, а при нелинейной — о мультифрактале (рис. 1). По мере возможности лучше использовать в качестве пробных функций имеющие ряд преимуществ вейвлет-лидеры [13]. Для характеристики (мульти)фрактальной структуры можно использовать разложение зависимости  $\zeta(q)$  в ряд Тейлора при  $q \rightarrow 0$ :  $\zeta(q) = \sum_{p \geq 1} c_p q^p / p!$ . В этом случае значения первых двух коэффициентов имеют простую интерпретацию:  $c_1 = H > 0$  и  $c_2 = 0$  в случае монофрактала, а отклонение  $c_2$  от 0 характеризует степень мультифрактальности. Пример обработки мультифрактального ряда значений за 2000 г. величины  $(v_{sw} B_z)$  — произведения скорости солнечного ветра на  $z$  компоненту ММП — приведен на рис. 1. Структурная функция  $S(s, q)$  строилась для масштабов 4–128 мин, бутстреп процедура использовалась для оценки доверительных интервалов аппроксимаций.

## СТАТИСТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ ХАРАКТЕРИСТИК АВРОРАЛЬНЫХ ТРАНЗИЕНТОВ

Рассмотрим авроральное свечение атмосферы в ночное время, как отражение переходных процессов, происходящих в МИ-системе, независимо от деталей физических механизмов в МИ-



**Рис. 1.** Мультифрактальные характеристики ряда значений величины ( $v_{sw}B_z$ ) за 2000 г.: (а) зависимость показателя степени от момента структурной функции; (б) спектр сингулярностей; (в) первые три коэффициента в разложении зависимости  $\zeta(q)$  в ряд Тейлора.



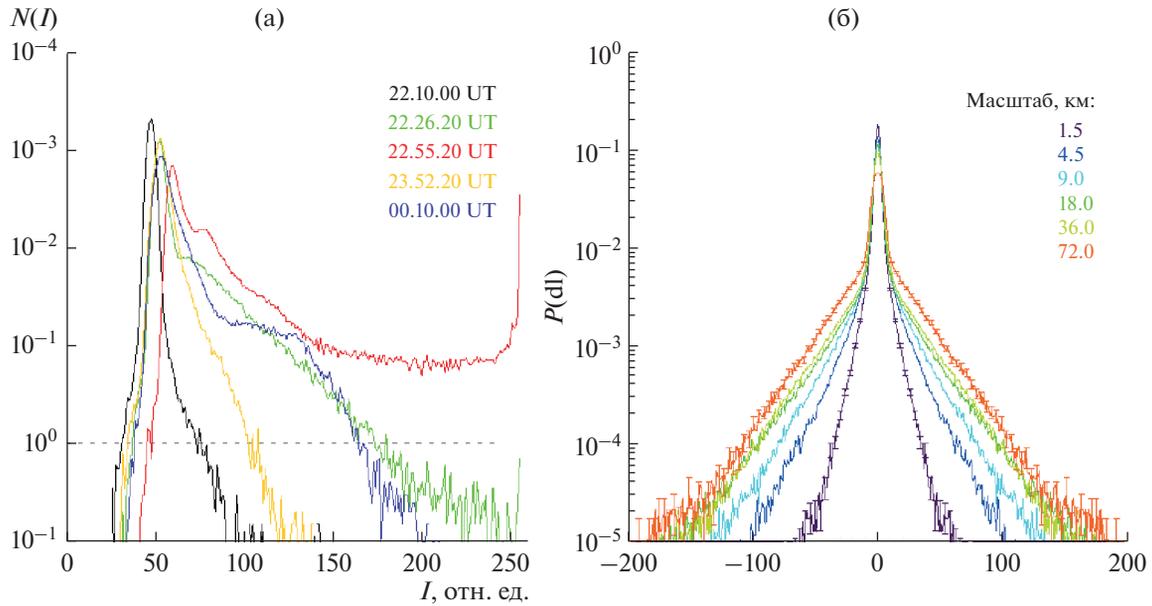
**Рис. 2.** Плотность распределения характеристик индивидуальных пятен аврорального свечения во время активных фаз суббурь: (а) времени жизни; (б) интегрированной по времени жизни площади пятна. Черные символы – из работы [16] по данным спутника Polar (квадраты) и наземным данным для 19.I.2001 (треугольники). Линии – аппроксимации степенной зависимости: черная – для 19.I.2001, зеленая – для 14.I.2005, красная – для 28.I.2001.

плазме, приводящих к этому свечению. На изображениях полярных сияний, полученных камерой всего неба (или камерой на спутнике), выделим связанные области (пятна) свечения, превышающие некоторое фоновое значение. Имея достаточно длительную регистрацию сияний, для каждого такого пятна будем прослеживать его историю, фиксируя его свойства: размер, интегральную яркость на кадре, время жизни. Было показано, что статистическое распределение характеристик областей аврорального свечения в широком диапазоне масштабов имеет скейлинговые свойства, характерные для СК-состояния [14–17] (см. пример на рис. 2).

Также было показано, что полученные степенные показатели статистических распределений

связаны друг с другом характерными для критических явлений соотношениями [18]. Таким образом, такие характеристики, как размер и время жизни аврорального пятна, не являются полностью независимыми случайными величинами, а определенным образом согласованы. Эта внутреннее согласование было использовано, например, в работе [19] для оптимизации пространственного и временного разрешения авроральной камеры при проектировании исследовательского спутника.

Статистические особенности пространственного распределения аврорального свечения во время суббуревой активности можно также исследовать с помощью характеристик, которые обычно применяются к турбулентным течениям.



**Рис. 3.** Типичные распределения интенсивности свечения при регистрации полярных сияний 19.I.2001: (а) число пикселей от интенсивности для 20-секундных интервалов, цветом — начало интервала; (б) флуктуации интенсивности от масштаба, для интервала 20 с, начиная с 22.26.20 UTC. Данные из работы [21].

По данным телевизионных наблюдений всего неба обсерватории Баренцбург (Шпицберген) в работе [20, 21] были исследованы особенности функции плотности вероятности (англ. probability density function – PDF) авроральных флуктуаций на различных пространственных масштабах (рис. 3). Наблюдаемые PDF обычно имеют негауссову форму с тяжелыми хвостами. Также был проведен анализ обобщенной структурной функции (ОСФ) флуктуаций аврорального свечения для определения скейлинговых свойств моментов до шестого порядка и определена эволюция индексов скейлинга во время фазы расширения суббури. Полученные скейлинговые особенности можно интерпретировать как признаки турбулентного движения магнитосферно-ионосферной плазмы.

По более новым данным камер системы ALIS в работе [22] был проанализирован скейлинг в сияниях с помощью логарифмических диаграмм, построенных с помощью дискретного вейвлет-преобразования данных [23], а также функции стандартного отклонения, эксцесса и плотности вероятности флуктуаций. Было показано, что на изображениях суббуревых авроральных форм обнаруживается близость к самоподобию. Флуктуации полярных сияний в различных эмиссионных линиях демонстрируют очень похожее масштабное поведение. Проведено сравнение с флуктуациями электрического поля, наблюдавшимися спутником *Dynamics Explorer 2* в условиях суббури. Было показано, что признаки перемежаемости в турбулентных характеристиках более выра-

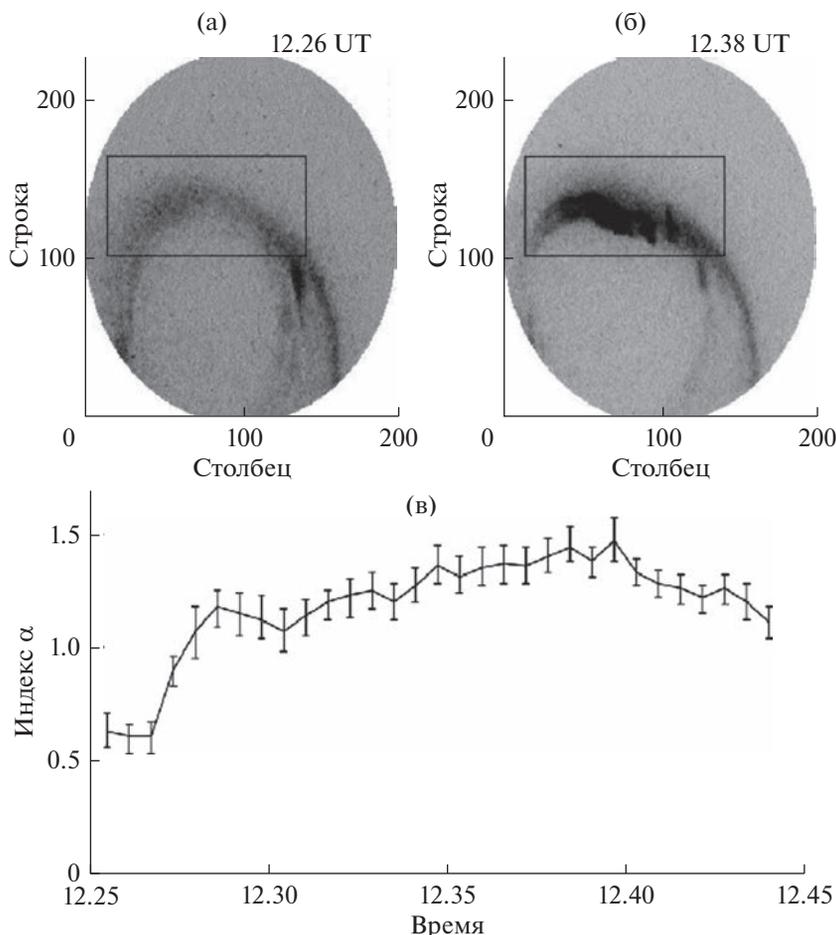
жены для суббуревых электрических полей, чем для авроральных флуктуаций.

### РЕЗУЛЬТАТЫ: ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТДЕЛЬНЫХ ТРАНЗИЕНТОВ

Не только в статистике, но и внутри отдельного аврорального транзientа наблюдается разного рода подобия между пространственно-временными масштабами.

Оценки размерности изолиний равной интенсивности на изображениях, содержащих полярные сияния, проведенные простейшим методом сеточной размерности (англ. box dimension), были приведены в публикациях [24, 25]. Были получены спектры размерности изолиний – зависимости размерности от уровня, для которого изолиния построена. Такие спектры позволяют: локализовать авроральную форму из фонового свечения; выделить диапазон интенсивностей свечения, связанных с наиболее развитыми структурами в авроральной форме; проследить за развитием структуры области аврорального свечения. Была показано, что обычно существует уровень, размерность изолинии для которого может численно характеризовать пространственную структуру сияния на отдельном кадре. Размерности изолиний для диффузных форм оказываются больше, чем для более четко локализованных дуг, что интуитивно понятно.

В работе [26] была исследована эволюция скейлингового индекса, характеризующего флук-



**Рис. 4.** Изображения UVI со спутника Polar до (а) и во время (б) активизации полярных сияний 7.И.2000, прямоугольником выделена область расчета; (в) эволюция скейлингового индекса. Данные из работы [26].

туации аврорального свечения в начале взрывной фазы суббури. По изображениям имаджера UVI (англ. Ultraviolet Imager) со спутника Polar показано, что этот индекс обычно изменяется от значений меньше единицы до 1.5, увеличиваясь по мере развития аврорального брейкапа (рис. 4). Подобные особенности масштабирования ранее отмечались для флуктуаций в меньших масштабах по телевизионным наблюдениям всего неба. Если это поведение интерпретировать в терминах нелинейных взаимодействий между масштабами, то это означает, что мощность мелкомасштабных флуктуаций со временем переносится на более крупные масштабы, своего рода обратный турбулентный каскад. Скейлинговое поведение в полярных сияниях во время суббуревой активности сравнивалось с скейлинговым поведением системы волокон продольных токов, смоделированных численно по модели нелинейных взаимодействий альфвеновских когерентных структур, согласно сценарию из работы [27]. Этот сценарий также предполагает обратный каскад, проявля-

ющийся в объединении мелкомасштабных нитей продольных токов одной полярности и формировании “крупнозернистых” структур продольных токов.

Аналогичное поведение наблюдается не только во время суббуревых возмущений. В работе [28] аналогичное поведение индекса масштабирования наблюдается при активизации возмущения трансполярной дуги при северном направлении ММП. Таким образом масштабирование (скейлинг) присутствует в структуре аврорального свечения, причем похоже, что он лежит в основе тех процессов, которые приводят к авроральным транзиентам, независимо от их морфологической классификации.

Для численной оценки степени сложности (числа степеней свободы) процессов в ряде работ использовался подход из исследования [29] и алгоритм Грассбергера – Прокаччи [30] к данным оптических наблюдений [31–33]. Получены оценки для случаев пульсирующих сияний, суб-

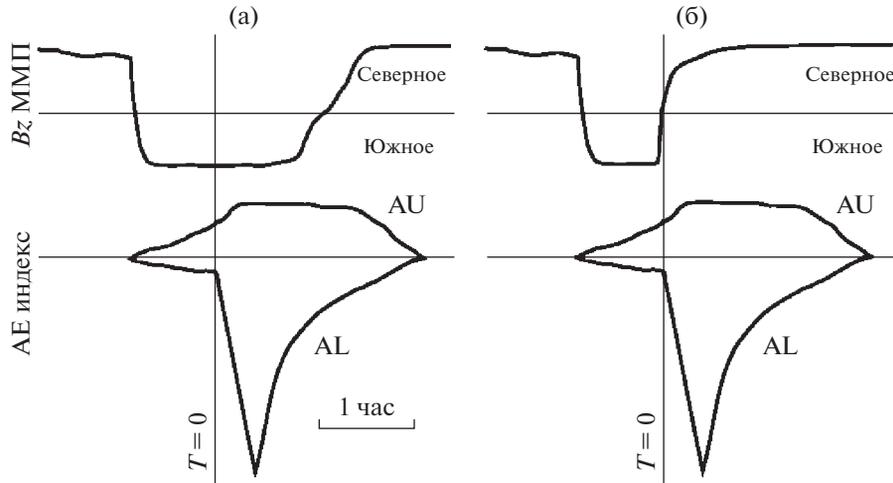


Рис. 5. Схема изменений в  $B_z$  компоненте ММП и авроральных индексах для спонтанных (а) и стимулированных (б) суббурь.

буревых интенсификаций и изменения числа степеней свободы в течение развития аврорального возмущения.

## ОБСУЖДЕНИЯ

Некоторые вопросы относительно признаков самоподобия и моделей, приводящих к таким проявлениям, требуют дополнительных обсуждений.

*О триггировании в СК-системе.* Декларируемая в концепции СК самоорганизация в критическое состояние под действием не специфического (не навязывающего явно структуру) бесконечно медленного внешнего воздействия для земной МИ-системы, строго говоря, не выполняется. Солнечный ветер также имеет сложную структуру (см. рис. 1) и его воздействие на земную МИ-систему нельзя считать слабым. Тем не менее, в этом случае основными условиями для возникновения близкого к СК состояния можно считать: 1) система ограничена; 2) существование потока энергии (массы) из внешней среды в систему; 3) возможность накопления энергии (массы) в системе с нелинейным порогом сброса-перераспределения внутри системы; 4) поступление и сброс из системы разнесены по пространственно-временным масштабам. В таких условиях система стремится к состоянию, в котором все “резервуары” во внутреннем фазовом пространстве находятся вблизи порога переполнения.

В близком к критическому состоянию возможны переходные процессы, напрямую триггируемые возмущениями внешней среды. В литературе известно много работ, посвященных сравнению триггированных и спонтанных суббу-

ревых возмущений магнитосферы в зависимости от особенностей в солнечном ветре (обычно наиболее эффективным считается поворот от южного к северному направлению ММП, либо вариации динамического давления солнечного ветра) (рис. 5).

В зависимости от внутреннего состояния МИ-системы, близости к порогу возникновения переходного процесса такой триггирующий импульс может быть более или менее выражен. В работе [34] для 13 суббуревых возмущений в качестве характеристики энергии, накопленной в магнитосфере, использован угол  $\chi$  между вектором магнитного поля и солнечно-магнитосферным экватором в ближнем хвосте ночной магнитосферы по данным спутника *GEOS-2*. Отобраны события при  $K_p \geq 4$ , когда спутник попадал в область вблизи внешней границы энергичных частиц. Чем меньше угол  $\chi$ , тем более “вытянуто” магнитное поле (отклоняется от дипольного), тем больше энергии накоплено в токовой системе хвоста магнитосферы. Плавное вытягивание на предварительной фазе суббури позволяет упорядочить суббури для сравнения, смотри схему, показанную на рис. 6. С началом активной фазы суббури магнитное поле возвращается к более дипольному состоянию (диполизация). Для разных событий начало диполизации происходит при разных углах. Возмущения, наблюдавшиеся в ММП вблизи начала диполизации по данным спутников *IMP-8* (англ. Interplanetary Monitoring Platform) и *ISEE-3* (фр. International Sun-Earth Explorer), приведены на рис. 6 на нижней панели. При слабо вытянутой конфигурации магнитного поля перед возникновением суббури внешнее возмущение было больше. В условиях сильно вытянутой в

хвост конфигурации суббури может развиваться “спонтанно” при незначительных внешних возмущениях.

*Эволюция мультифрактальных характеристик транзиентов.* Признаки перемежаемости при исследовании флуктуаций в магнитосферной плазме отмечались многими авторами по различным данным. В флуктуациях аврорального свечения также отмечались такие признаки [20, 22]. В общем случае это означает, что флуктуации имеют не просто фрактальную, а мультифрактальную структуру. В работе [2] проводится сравнение динамики переходных процессов в четырех различных моделях двумерных распределенных систем: клеточный автомат модели Занга (модель песочной кучи), затухающая турбулентность в жидкости, МГД-модель (магнитогазодинамическая) взаимодействующих за счет сил Ампера токовых волокон (рис. 7), модель кристаллизации пылевой плазмы. Пространственное распределение двумерных полей исследовалось с помощью мультифрактального формализма описанного в разд. “Методические соображения”. Показано, что эволюция пространственных структур, возникающих из случайного начального состояния, имеет общие закономерности, несмотря на значительное различие действующих в моделируемых системах связей: 1) показатель самоподобия  $c_1$  растет и достигает насыщения; 2) параметр мультифрактальности  $c_2$  уменьшается, удаляясь от 0 с развитием переходного процесса (ширина мультифрактального спектра увеличивается), а затем возвращается к нулевому значению, (см. рис. 7).

То есть именно мультифрактальность характерна для транзиентов в распределенных системах, а близость к монофрактальности – типична для фазы затухания переходных процессов.

*Анизотропия фрактальных индексов.* Необходимо отметить, что во многих случаях структура аврорального свечения имеет явную анизотропию. На верхней панели рис. 8 представлен пример изображения множественной (мультиплетной) авроральной дуги, наблюдавшийся 4 февраля 2014 г. в Апатитах (Мурманская обл.). Изображения были зарегистрированы камерой с диагональным полем зрения  $67^\circ$  (камерой 4 в зеленом канале, см. табл. 1 в работе [35]). Для такой структуры размерность  $d_f$  можно оценить по линейным сечениям из соотношения  $d_f - 1 = (\alpha - 2)/2$ . Здесь  $\alpha$  – индекс масштабирования, полученный по логарифмическим диаграммам, построенным с использованием дискретного вейвлет-разложения [23], и учтены поправки на искажения, обсуждавшиеся в публикации [36]. На рис. 8 поверх изображения нанесен график, представляющий угловую зависимость индекса масштабирования  $\alpha$ .

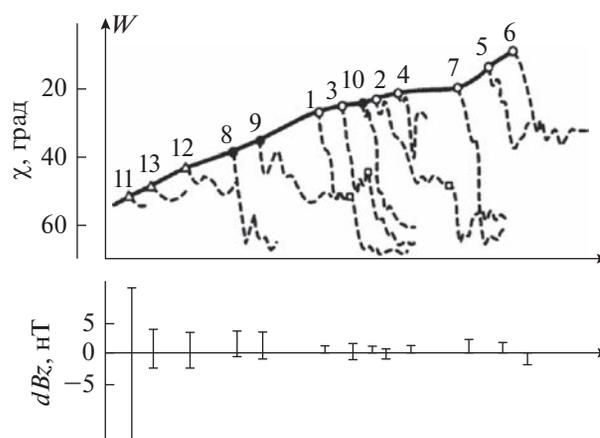


Рис. 6. Схематичное сопоставление состояния магнитосферы и внешнего возмущения  $dBz$  вблизи моментов начала суббури (по данным из работы [34]).

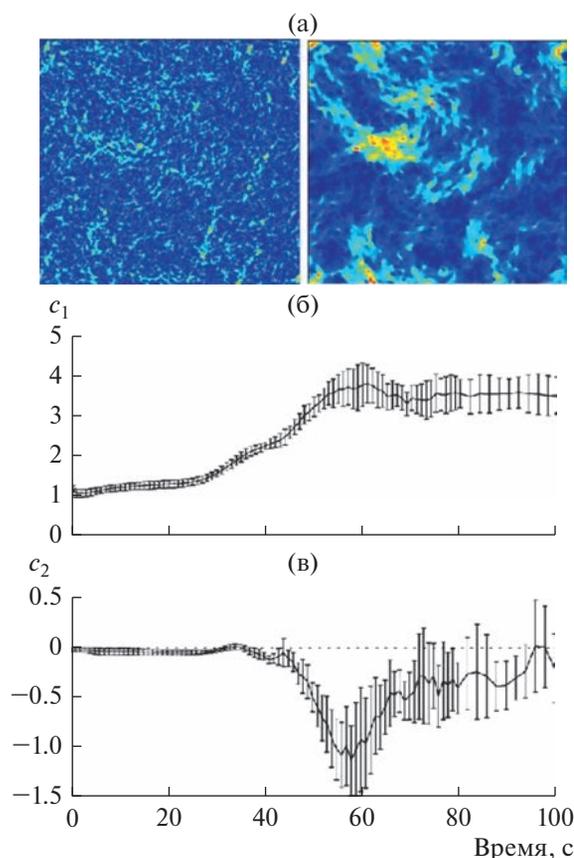
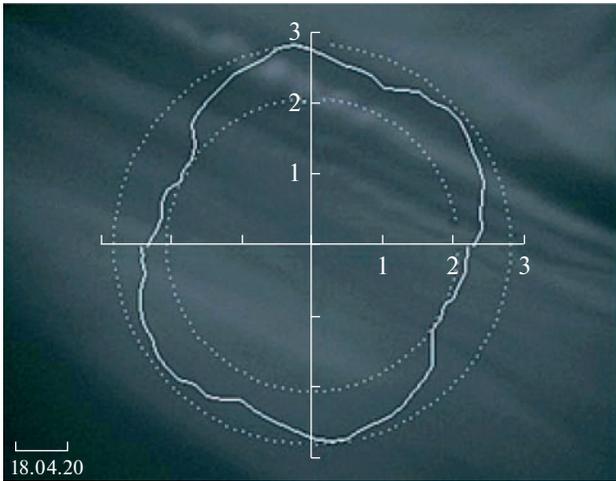


Рис. 7. Обработка результатов МГД моделирования системы взаимодействующих за счет сил Ампера токовых волокон: (а) распределение тока в начале (20 с) и вблизи максимума развития транзиента (60 с); (б), (в) эволюция первых двух кумулянтов (разложение по формуле (1)), характеризующих динамику мультифрактальной структуры.



**Рис. 8.** Пример мультиплетной дуги, зарегистрированной во время события 4.11.2014 в Апатитах, 18.04.20 UTC. Нанесенный поверх график в полярных координатах показывает угловую зависимость индекса масштабирования  $\alpha$ .

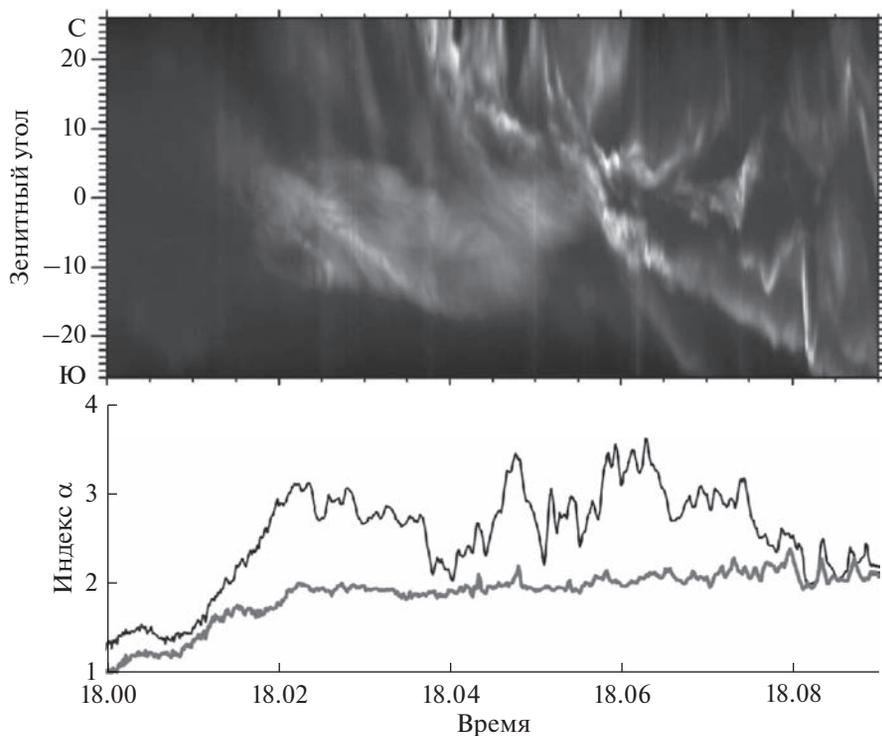
Значение индекса выражается радиальным расстоянием, а угол указывает направление линейного поперечного сечения изображения, используемого для расчета индекса. Пунктирными кружками отмечены крайние значения коэффициента масштабирования. Направление, перпендикулярное дугам, соответствует направлению

север – юг. Развитие структуры в динамике видно на верхней панели рис. 9, где представлена авроральная кеограмма, построенная по меридиональным сечениям изображений камеры в интервале 18.00–18.09 UTC (англ. Coordinated Universal Time). На нижней панели рис. 9 представлена временная эволюция индекса масштабирования  $\alpha$  в перпендикулярном и параллельном направлении дуг направления. Как видно, в этом случае основная динамика наблюдается в перпендикулярной структуре. Как показано в работах [5, 37] фрактальная структура авроральных высыпаний, вероятно, связана с поддержанием протекания (перколяции) ионосферно-магнитосферной токовой системы.

## ВЫВОДЫ

Из вышесказанного можно сделать следующие выводы:

1. Авроральный овал отражает динамику магнитосферно-ионосферной системы, управляемую как внешней средой, так и внутренними процессами.
2. Существующие модели не описывают внутреннюю структуру авроральных потоков заряженных авроральных частиц.
3. Наряду с регулярными структурами (дуги, пульсирующие пятна) в структуре авроральных



**Рис. 9.** Событие 4.11.2014 в Апатитах, 18.00–18.09 UTC. Верхняя панель: авроральная кеограмма север – юг. Нижняя панель: черная (серая) линия показывает эволюцию индекса масштабирования  $\alpha$  для сечения поперек (вдоль) авроральной структуры.

высыпаний присутствует самоподобие (степенные распределения), как в статистических распределениях, так в индивидуальных переходных процессах.

4. Описание этих структур возможно включить в модель, используя представления фрактальной геометрии.

Вместе с тем необходимо иметь в виду следующие особенности авроральных структур:

1. Анизотропия полярных сияний и, следовательно, их фрактальных характеристик.

2. В общем случае мультифрактальность неравновесных транзиентов, к которым относятся наблюдаемые процессы в магнитосферно-ионосферной системе.

Работа поддержана грантом РФФИ № 22-12-20017 “Пространственно-временные структуры в околосферном космическом пространстве Арктики: от полярных сияний через особенности самоорганизации плазмы к прохождению радиоволн”. Автор благодарит А.В. Милованова, И.В. Голованскую, К. Рипдала, В.М. Урицкого, А.А. Чернышеву за обсуждения вопросов, затронутых в данной работе при написании совместных публикаций.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Akasofu S.-I. Polar and magnetospheric substorm. Dordrecht, Holland: D. Reidel Publishing Company, 1968.  
<https://doi.org/10.1007/978-94-010-3461-6>
2. Козелов Б.В. Природа полярных сияний и подходы к описанию структуры аврорального свечения // Мат. исслед. в естеств. науках: Тр. 7-й Всероссийской науч. шк. Апатиты, Геолог. ин-т КНЦ РАН, Кольское отд-ние РМО. 3–6 окт. 2011 / под ред. Ю.Л. Войтеховского. Апатиты: Изд-во K&M, 2011. С. 32–47.
3. Yahnin A.G., Despirak I.V., Lubchich A.A. et al. Relationship between substorm auroras and processes in the near-Earth magnetotail // Space Sci. Reviews. 2006. V. 122. P. 97–106.
4. Сахаров Я.А., Мингалев И.В., Козелов Б.В. и др. Влияние геомагнитного возмущения на зоны доступности односкачковой связи коротковолнового диапазона // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 3. С. 386–392.
5. Chernyshov A.A., Kozelov B.V., Mogilevsky M.M. Study of auroral ionosphere using percolation theory and fractal geometry // J. Atmos. Solar-Terrest. Phys. 2017. V. 161. P. 127–133.
6. Milovanov A.V., Zelenyi L.M., Zimbardo G. Fractal structures and power law spectra in the distant Earth's magnetotail // J. Geophys. Res. 1996. V. 101(A9). P. 19903–19910.
7. Каррерас Б.А., Ньюман Д., Линч В.Е., Даймонд П.Х. Самоорганизованная критичность как парадигма для процессов переноса в плазме, удерживаемой магнитным полем // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 9. С. 819–833.
8. Frisch U. Turbulence: The Legacy of A.N. Kolmogorov. Cambridge University Press, 1995.
9. Bak P. How nature works. The science of self-organized criticality: Oxford University Press, 1997.
10. Jensen H.J. Self-organized criticality. Cambridge University Press, 1998.
11. Lui A.T.Y. Multiscale phenomena in the near-Earth magnetosphere // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2002. V. 64. P. 125–143.
12. Mandelbrot B. The fractal geometry of nature. San-Francisco: Freeman, 1982.
13. Wendt H., Roux S.G., Jaffard S., Abry P. Wavelet leaders and bootstrap for multifractal analysis of images // Signal Proces. 2009. V. 89. P. 1100–1114.
14. Uritsky V., Pudovkin M.I., Steen A. Geomagnetic substorm as perturbed self-organized critical dynamics of the magnetosphere // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2001. V. 63. P. 1415–1424.
15. Uritsky V.M., Klimas A.J., Vassiliadis D. et al. Scale-free statistics of spatiotemporal auroral emissions as depicted by POLAR UVI images: Dynamic magnetosphere is an avalanching system // J. Geophys. Res. 2002. V. 107(A12), Art. № 1426.  
<https://doi.org/10.1029/2001000281>
16. Kozelov B.V., Uritsky V.M., Klimas A.J. Power law probability distributions of multiscale auroral dynamics from ground-based TV observations // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. Art. № L20804.
17. Козелов Б.В., Ролдугин А.В. Пространственно-временное самоподобие на малых масштабах в суббульварных активизациях по данным высокоскоростной камеры в Ловозеро // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 3. С. 335–339.
18. Uritsky V., Klimas A., Vassiliadis D. Evaluation of spreading critical exponents from the spatiotemporal evolution of emission regions in the nighttime aurora // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30(15).  
<https://doi.org/10.1029/2002GL016556>
19. Uritsky V.M., Donovan E., Trondsen T. et al. Data-derived spatiotemporal resolution constraints for global auroral imagers // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. Art. № A09205.
20. Kozelov B.V., Rypdal K. Intermittence in auroral fluctuations during substorm // Physics of Auroral Phenomena. Proc. 29th Annual Seminar. Apatity, 2006. P. 48–51.
21. Kozelov B.V., Rypdal K. Spatial scaling of optical fluctuations during substorm-time aurora // Ann. Geophys. 2007. V. 25. P. 915–927.
22. Golovchanskaya I.V., Kozelov B.V., Sergienko T.I. et al. Scaling behavior of auroral luminosity fluctuations observed by Auroral Large Imaging System (ALIS) // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. Art. № A10303.
23. Abry P., Flandrin P., Taqqu M.S., Veitch D. Wavelets for the analysis, estimation and synthesis of scaling data // Self-Similar Network Traffic and Performance Evaluation / ed. K. Park, W. Willinger. Hoboken, NJ: Wiley-Interscience, 2000. P. 39–88.  
<https://doi.org/10.1002/047120644X.ch2>

24. *Kozelov B.V.* Фрактальные характеристики пространственной структуры полярных сияний // Физика околоземного космич. пространства. Апатиты: Изд-во КНЦ РАН, 2000. С. 572–597.
25. *Kozelov B.V.* Fractal approach to description of the auroral structure // *Ann. Geophys.* 2003. V. 21. P. 2011–2023.
26. *Kozelov B.V., Golovchanskaya I.V., Mingalev O.V.* Inverse cascade in the structure of substorm aurora and non-linear dynamics of field-aligned current filaments // *Ann. Geophys.* 2011. V. 29. P. 1349–1354.
27. *Chang T., Tam S.W.Y., Wu C.* Complexity induced anisotropic bimodal intermittent turbulence in space plasmas // *Phys. Plasma.* 2004. V. 11(4). P. 1287–1299.
28. *Kozelov B.V., Golovchanskaya I.V.* Scaling of electric field fluctuations associated with the aurora during northward IMF // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. Art. № L20109.
29. *Takens F.* On the numerical determination of the dimension of an attractor // *Dynamical Systems and Bifurcations* / ed. Braaksma B.L.J., Broer H.W., Takens F. Book ser. Groningen. Lecture Notes in Mathematics. Berlin: Springer-Verlag, 1985. V. 1125. P. 99–106.
30. *Grassberger P., Procaccia I.* Characterization of strange attractors // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 50(5). P. 346–349.
31. *Kozelov B.V., Vjalkova N.Y.* Search of temporal chaos in TV images of aurora // *Intern. J. Geomagn. Aeron.* 2005. V. 5. Art. № GI3005.  
<https://doi.org/10.1029/2005GI000102>
32. *Kozelov B.V., Kozelova T.V., Kornilova T.A.* Dynamics of auroral intensification as an output of magnetosphere-ionosphere system // *Proc. 6th Intern. Conf. Substorms.* University of Washington, Seattle, 25–29 Mar. 2002. P. 432–437.
33. *Козелов Б.В., Ролдугин А.В.* Получение информации об ионосферно-магнитосферной плазме по наблюдениям полярных сияний // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 3. С. 366–371.
34. *Козелова Т.В., Пудовкин М.И., Лазутин Л.Л.* Особенности развития стимулированных и спонтанных магнитосферных суббурь по спутниковым и наземным данным // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1989. Т. 29. № 6. С. 910–915.
35. *Kozelov B.V., Pilgaev S.V., Borovkov L.P., Yurov V.E.* Multi-scale auroral observations in Apatity: winter 2010–2011 // *Geosci. Instrum. Method. Data Syst.* 2012. V. 1. Iss. 1. P. 1–6.  
<https://doi.org/10.5194/gi-1-1-2012>
36. *Kozelov B.V., Golovchanskaya I.V.* Derivation of aurora scaling parameters from ground-based imaging observations: Numerical tests // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. Art. № A02204.
37. *Chernyshov A.A., Mogilevsky M.M., Kozelov B.V.* Use of fractal approach to investigate ionospheric conductivity in the auroral zone // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118(7). P. 4108–4118.

УДК 523.4-854

## АВТОМАТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ГОЛОВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ И МАГНИТОПАУЗЫ МАГНИТОСФЕРЫ МЕРКУРИЯ ПО ДАННЫМ МАГНИТОМЕТРА КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА *MESSENGER*

© 2023 г. Д. В. Невский<sup>1, 2</sup>, А. С. Лаврухин<sup>2, \*</sup>, И. И. Алексеев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

\*lavrukhin@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 03.06.2022 г.

После доработки 26.10.2022 г.

Принята к публикации 03.11.2022 г.

Космический аппарат *MESSENGER* за четыре года работы на орбите Меркурия совершил более 4000 оборотов вокруг планеты. С использованием данных установленного на его борту магнитометра определяется возможность нахождения пересечений головной ударной волны и магнитопаузы магнитосферы Меркурия автоматическими методами и сравнивается точность данных методов с результатами ручной обработки данных. Разработанный алгоритм позволяет существенно увеличить скорость обработки данных магнитометра и может быть использован в будущем при анализе данных КА *BepiColombo*, который выйдет на орбиту Меркурия в 2025 г.

DOI: 10.31857/S0023420623700073, EDN: BVSUUF

### ВВЕДЕНИЕ

Магнитосфера Меркурия изучалась при помощи миссии *Mariner 10* [1] и *MESSENGER* (англ. MErcurySurface, SpaceENvironment, GEochemistryandRanging), в результате чего было определено значение внутреннего дипольного момента планеты, составляющее  $2.19 \cdot 10^{18}$  А м<sup>2</sup> [2], что гораздо меньше, чем у Земли. Этот факт, вместе с гораздо более сильным динамическим давлением солнечного ветра на орбите Меркурия (большая полуось орбиты составляет 0.38 а.е.), приводит к возникновению небольшой магнитосферы с расстоянием до подсолнечной точки в  $1.45 R_M$ , где  $R_M = 2438$  км — радиус планеты [3]. Внутренний диполь Меркурия почти совпадает с осью вращения, однако северный магнитный полюс находится на южном планетографическом полюсе планеты [4, 5]. Миниатюрность магнитосферы Меркурия (примерно в 10–12 раз меньше земной магнитосферы) дает нам возможность за сравнительно короткое время собрать большой массив данных, содержащих пересечения космическим аппаратом характерных токовых слоев (скачков вектора магнитного поля) — головной ударной волны и магнитопаузы, которые формируют переходный слой между невозмущенным потоком

солнечного ветра и магнитосферой Меркурия. За четыре года (2011–2015) работы на орбите спутника *MESSENGER* совершил около 4000 витков вокруг планеты и практически на каждом витке его магнитометр дважды фиксировал пересечения как магнитопаузы, так и головной ударной волны. На Земле для того, чтобы собрать такое же количество данных с одного КА потребовалось бы почти полвека.

Под термином пересечение космическим аппаратом бесстолкновительного МГД-разрыва мы понимаем не единичный резкий поворот вектора магнитного поля, а множественные резкие вариации вектора магнитного поля, которые связаны как со смещениями магнитопаузы или головной ударной волны как целого при изменении параметров набегающего потока солнечного ветра, так и с присутствием большого набора колебаний в окрестности разрыва, где происходит релаксация многочисленных локальных плазменных неустойчивостей, которые наблюдаются в этой области. Наша задача — выделить относительно регулярную крупномасштабную структуру этих токовых слоев, которая в свою очередь позволит в дальнейшем исследовать детальную динамику наблюдаемых нелинейных возмущений [6].

В работе [3] был предложен метод идентификации положения головной ударной волны и магнитопаузы у магнитосферы Меркурия для части витков, в результате чего были определены положения 1084 пересечений головной ударной волны и 1065 пересечений магнитопаузы. Впоследствии данный метод был обобщен в работе [7] на полный массив доступных данных. Из-за множественных пересечений головной ударной волны и магнитопаузы авторы исследований [3, 7] определяли внутренние и внешние пределы для положения поверхностей. В случаях, когда границу магнитопаузы нельзя было четко определить по повороту вектора направления магнитного поля или изменению дисперсии величины магнитного поля, границы выбирались таким образом, что внутренняя граница явно находится внутри магнитосферы, а внешняя — внутри переходного слоя магнитосферы.

Задача автоматического определения головной ударной волны и/или магнитопаузы и областей между ними по данным магнитометра космического аппарата (КА) не нова и решалась для случая Земли [8, 9] и Марса [10]. Метод в работе [9] основан на измерениях параметров плазмы и магнитного поля одновременно в межпланетном пространстве (на аппарате *ACE*, *англ.* *Advanced-Composition Explorer*) и в изучаемых областях магнитосферы (на аппарате *THEMIS*). Нормируя величины параметров в точке положения КА на их значения в межпланетном пространстве, они выделяли три области: солнечный ветер, переходный слой и магнитосфера. При этом головная ударная волна отделяет солнечный ветер от переходного слоя, а магнитопауза выступает границей магнитосферы. Задавая пороговые значения выбранного параметра для каждой из областей, можно определить, где находится КА в данный промежуток времени. Результаты работы предложенного метода затем сравнивались с результатами ручной обработки данных. В работе [10] были разработаны два простых алгоритма для определения положения головной ударной волны по данным, полученным в окрестности Марса. В первом подходе авторы определяли местонахождение аппарата относительно усредненного для многих витков положения головной ударной волны в форме конического сечения. Во втором — добавили данные магнитометра для улучшения работы первого метода. Так как магнитное поле в межпланетном пространстве меньше величины магнитного поля в переходном слое, а также обладает меньшими флуктуациями, используя два пороговых значения для магнитного поля и величины флуктуаций можно определить области пересечения головной ударной волны. Данный метод представляется недостаточно надежным ввиду ручного задания пороговых значений. Можно было бы повысить уровень достоверности, к при-

меру, путем анализа степени усиления магнитного поля на фронте головной ударной волны.

Цель нашей работы заключается в автоматической обработке массива данных, собранного с помощью КА *MESSENGER*, для поиска положения головной ударной волны и магнитопаузы магнитосферы Меркурия.

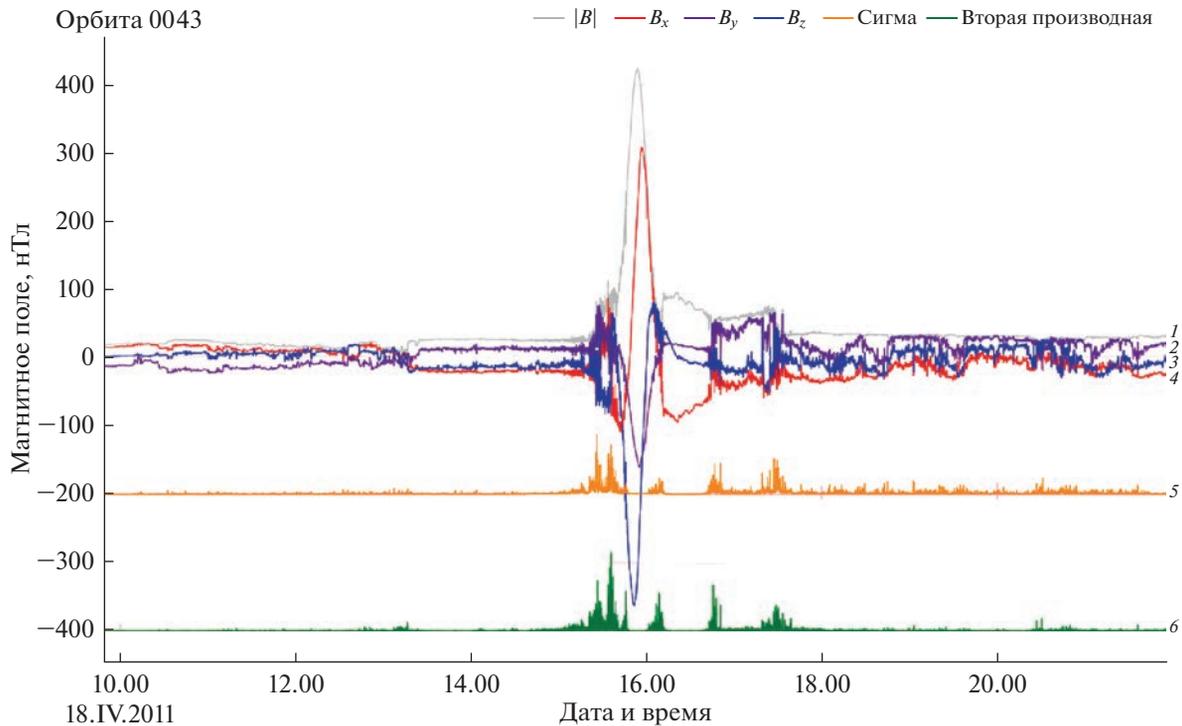
## 1. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ОБРАБОТКА

Анализируются данные по магнитному полю Меркурия с разрешением 1 с и 1 мин, представленные в системе координат MSO (*MESSENGER Solar Orbiter*), которые были получены при помощи магнитометра КА *MESSENGER* [11]. В системе MSO ось *x* направлена на Солнце, ось *z* сонаправлена с осью вращения Меркурия и имеет положительное направление на север, ось *y* имеет положительное направление на утро и дополняет правую тройку векторов. Центр системы координат является географическим центром планеты. Исходный массив с данными магнитометра, предоставленный NASA Jet Propulsion Laboratory (по адресу <https://pds-ppi.igpp.ucla.edu/search/view/?f=yes&id=pds://PPI/mess-mag-calibrated>) был преобразован для предварительной фильтрации шума и ошибок в данных:

- удалены сигналы калибровки магнитометра;
- измерения координат и магнитного поля объединены в единый файл;
- значения координат в системе MSO пересчитаны с учетом того, что направление на Солнце не совпадает с направлением набегающего солнечного ветра (который для простоты считается направленным радиально от Солнца) из-за достаточно большой орбитальной скорости Меркурия;
- набор данных разделен на файлы по номерам витков, каждый виток центрирован на перигермии;
- данные для ряда частично записанных витков (непригодные к использованию в данной задаче) были удалены.
- полученный итоговый набор данных доступен по ссылке: [https://zenodo.org/record/6417492#\\_Y04PYqhBzIX](https://zenodo.org/record/6417492#_Y04PYqhBzIX).

## 2. ОПИСАНИЕ ИСПОЛЬЗУЕМОГО МЕТОДА

Мы следуем работам [3, 7] и нашей цель состоит в определении начала и конца каждого пересечения головной ударной волны и магнитопаузы, но уже при помощи автоматических методов. В указанных работах границы головной ударной волны и магнитопаузы определялись вручную визуальным анализом данных магнитометра. Пересечение головной ударной волны идентифицируется

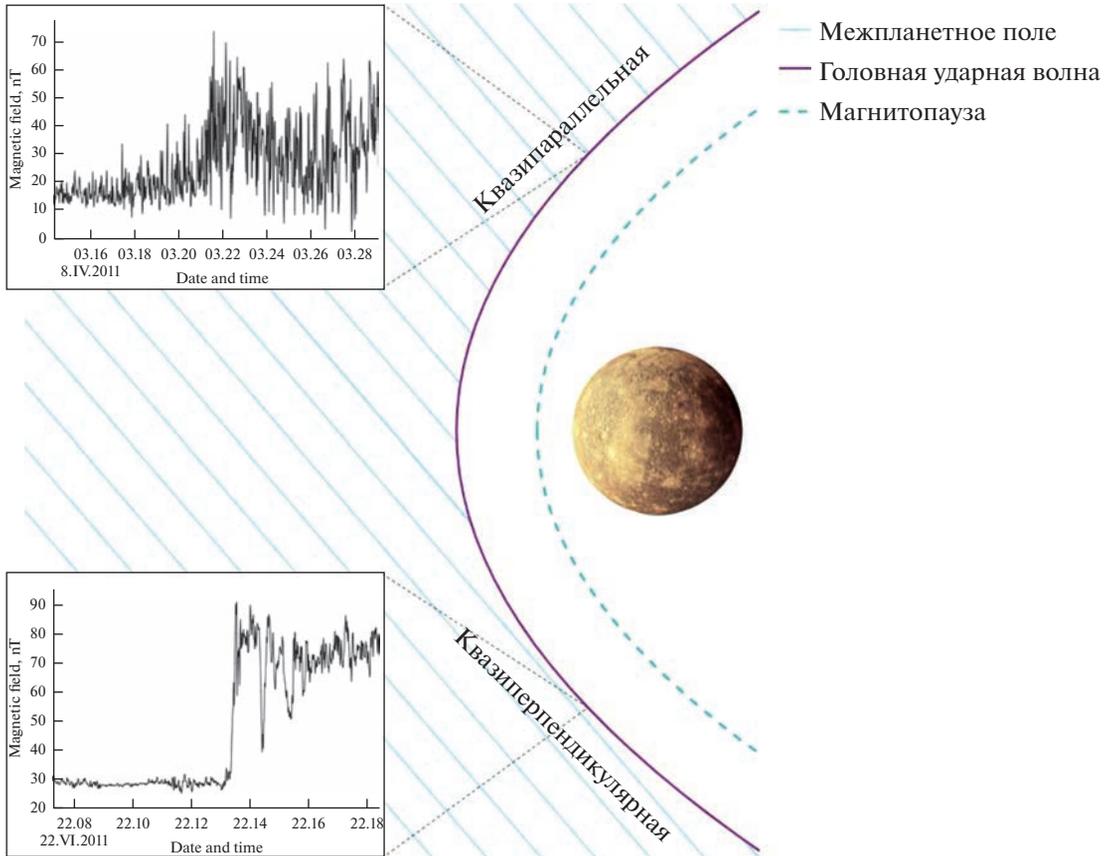


**Рис. 1.** Пример данных магнитометра для 43-го витка КА MESSENGER. Серым показано значение модуля магнитного поля (1), три компоненты магнитного поля  $B_x$  – красным (4),  $B_y$  – фиолетовым (2) и  $B_z$  – синим (3). Также показаны оранжевым величина  $\sigma_{|B|}$  (5) и зеленым величина второй производной (6) модуля магнитного поля.

по первому резкому возрастанию величины модуля магнитного поля и/или по резкому возрастанию величины  $\sigma_{|B|} = \sqrt{\sigma_{B_x}^2 + \sigma_{B_y}^2 + \sigma_{B_z}^2}$ , где  $\sigma_{B_i}$  – стандартное отклонение компоненты магнитного поля  $B_i$  за 1 с. Пересечения магнитопаузы авторы указанных работ определяли по значительному изменению направления вектора магнитного поля (одновременное резкое изменение двух или трех компонент магнитного поля), либо по возрастанию величины  $\sigma_{|B|}$ . Если задать определенный пороговый уровень для  $\sigma_{|B|}$ , можно автоматически выделить случаи сильных вариаций, связанных как раз с пересечениями границ. Другим признаком приближения КА к границе может служить возрастание второй производной величины  $|B|$  за 1 с. Однако в зависимости от состояния магнитосферы при большом количестве флуктуаций нахождение порогового уровня может быть затруднено. Данный метод работает лишь при определении пересечения квазиперпендикулярной головной ударной волны, когда происходит резкий скачок магнитного поля относительно уровня межпланетного магнитного поля (ММП). Пример данных магнитометра, амплитуды  $\sigma_{|B|}$  и величины второй производной модуля  $|B|$  для одного из витков КА приведен на рис. 1.

### 2.1. Определение пересечений головной ударной волны

В зависимости от наклона вектора ММП к поверхности головной ударной волны в данной точке, можно выделить два главных типа головной ударной волны: параллельная ( $\theta_{Bn} = 0^\circ$ ) и перпендикулярная ( $\theta_{Bn} = 90^\circ$ ), где  $\theta_{Bn}$  – угол между вектором ММП в данной точке и нормалью к поверхности ударной волны. Также говорят о квазиперпендикулярных или квазипараллельных головных ударных волнах, когда  $\theta_{Bn}$  не сильно отклоняется от перпендикулярного и параллельного направления соответственно. Типичный профиль магнитогаммы при пересечении перпендикулярной ударной волны состоит из областей с меньшей и большей величиной магнитного поля, соединенных крутым скачком в точке пересечения (рис. 2). Перпендикулярные ударные волны перед скачком обычно имеют область, называемую подножием, где магнитное поле возрастает постепенно. Кроме того, уровень магнитного поля в окрестности ударной волны обычно превышает напряженность магнитного поля в области переходного слоя за головной ударной волной. Случай квазипараллельного магнитного поля представляется более сложным, при рассмотрении магнитогаммы пересечение головной ударной волны можно



**Рис. 2.** Случаи квазипараллельной и квазиперпендикулярной головной ударной волны и соответствующие им магнитогаммы для Меркурия и КА *MESSENGER*. Межпланетное магнитное поле показано косыми линиями, головная ударная волна – сплошной линией, магнитопауза – прерывистой линией.

обозначить как начало сильных вариаций по  $|B|$ , однако в некоторых случаях определить их точное положение затруднительно (рис. 2).

Для поиска пересечений головной ударной волны на временном ряду необходимо выделить какие-либо особенные точки, в данном случае ими могут служить точки изменения модуля магнитного поля либо его компонент. Согласно работам [3, 7], квазиперпендикулярная головная ударная волна определяется по резкому возрастанию модуля магнитного поля. Такое возрастание достаточно четко наблюдается на подавляющем большинстве витков. Этот случай достаточно просто определять с помощью самых простых методов, в частности, по резкому возрастанию второй производной магнитного поля. Случай квазипараллельной головной ударной волны более сложный, поэтому в итоге для определения пересечений мы использовали библиотеку *Kats* для анализа данных временных рядов для языка программирования Python (<https://github.com/facebookresearch/Kats>). Она была разработана сравнительно недавно — первый релиз состоялся 17 июня 2021 г. Ее можно считать первой ком-

плексной библиотекой на языке Python для общего анализа временных рядов, которая представляет как классические, так и продвинутые методы моделирования. Библиотека *Kats* содержит набор алгоритмов и модулей для различных областей анализа временных рядов, из которых нас интересует обнаружение особенностей во временном ряду, в частности модуль *RobustStat-Detector*. Данный алгоритм сглаживает временной ряд с помощью скользящего среднего, рассчитывает разность между значениями сглаженного временного ряда по заданному количеству точек, вычисляет стандартизованную оценку<sup>1</sup> и  $p$ -значения<sup>2</sup> для ранее рассчитанных разностей.

<sup>1</sup> Стандартизованная оценка — это мера относительного разброса наблюдаемого или измеренного значения, которая показывает, сколько стандартных отклонений составляет его разброс от среднего значения.

<sup>2</sup>  $p$ -значение — вероятность получить для данной вероятностной модели распределения значений случайной величины такое же или более экстремальное значение статистики (среднего арифметического, медианы и др.), по сравнению с ранее наблюдаемым при условии что нулевая гипотеза верна.

Результатом работы метода становится набор точек, в которых  $p$ -значение меньше заранее установленного порога. Этот алгоритм определения точек способен фиксировать несколько точек изменения за один прогон по массиву данных. Для того чтобы уменьшить амплитуду максимума магнитного поля в рассматриваемом временном ряду, вычитаем из измеренного вектора магнитного поля поле планетарного диполя Меркурия. Поскольку все орбиты примерно симметричны относительно точки минимального сближения с планетой (перигермия), для удобства обработки делим каждый виток на нисходящую и восходящую части. Кроме того, прежде чем перейти к анализу разрыва, следует исключить стационарные источники поля, а вклад диполя по величине на порядок больше, чем среднее поле в межпланетном пространстве (рис. 1).

Задавая на вход: 1) размер окна скользящего среднего (`smoothing_windowsize`), 2) количество точек для сравнения (`comparison_window`) и 3) статистический порог  $p$ -значения (`p_value_cutoff`), в результате работы модуля `RobustStatDetector` получаем интересующие нас точки, в которых  $p$ -значение меньше установленного порога, т.е. изменения велики. В случае если число точек изменения оказывается большим, мы меняем значения входных параметров и повторяем расчет. Полученные точки проходят отсев, исходя из их удаления от прогнозируемого положения разрыва, характера изменения модуля поля в окрестности разрыва (средней величины магнитного поля по обе стороны от разрыва), а также путем анализа тренда изменения магнитного поля в данной точке (восходящий/нисходящий) при помощи модуля `MKDetector` библиотеки `Kats`. Для выбранных точек проводится проверка разности значений модуля поля в каждой из точек для их группировки в облако точек, таким образом происходит определение начала и конца зоны пересечения (первая и последняя точка в облаке) области головной ударной волны КА для восходящей и нисходящей частей витка. Пример работы данного метода показан на рис. 3 для случая квазиперпендикулярного случая и рис. 4 для квазипараллельного случая. Из-за постоянно меняющихся условий в межпланетном пространстве положение головной ударной волны в пространстве может довольно быстро изменяться, поэтому могут наблюдаться множественные пересечения космическим аппаратом головной ударной волны. Для квазиперпендикулярной ударной волны, как и для квазипараллельного случая, как правило, фиксируется несколько точек изменения (рис. 3).

Зная величину ММП (до начала пересечения головной ударной волны), можно путем последовательных сравнений величин магнитного поля для каждой точки найти момент, когда она стала

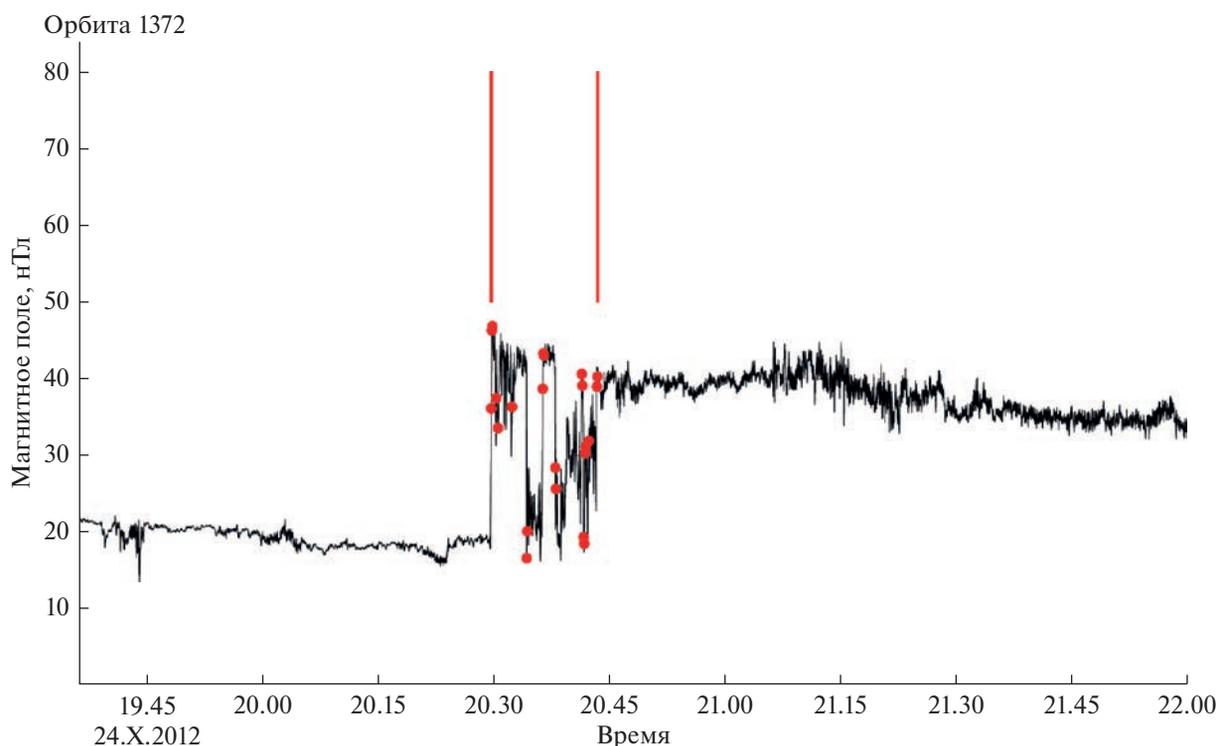
достаточно большой для того, чтобы считаться пересечением головной ударной волны. Как видно из рис. 3 начало пересечения головной ударной волны и затем множественные пересечения определяются хорошо.

На рис. 4 показаны точки, выделенные красным цветом, которые были выявлены при помощи работы алгоритма. Они определяют моменты, в которые магнитное поле изменялось сильнее всего. Учитывая небольшую разность времени между каждой такой точкой, а также отсутствие уменьшения модуля магнитного поля до значений области ММП, алгоритм достаточно хорошо определяет область пересечения головной ударной волны. Начало пересечения этой области, как видно из рисунка, можно считать определенным хорошо, так как в данной точке заметно сильное возрастание величины модуля магнитного поля. Вместе с тем конец пересечения головной ударной волны определить сложнее из-за гораздо более масштабных флуктуаций. В результате работы алгоритма конец пересечения головной ударной волны определен в 23.30, так как количество флуктуаций после этого времени заметно уменьшается.

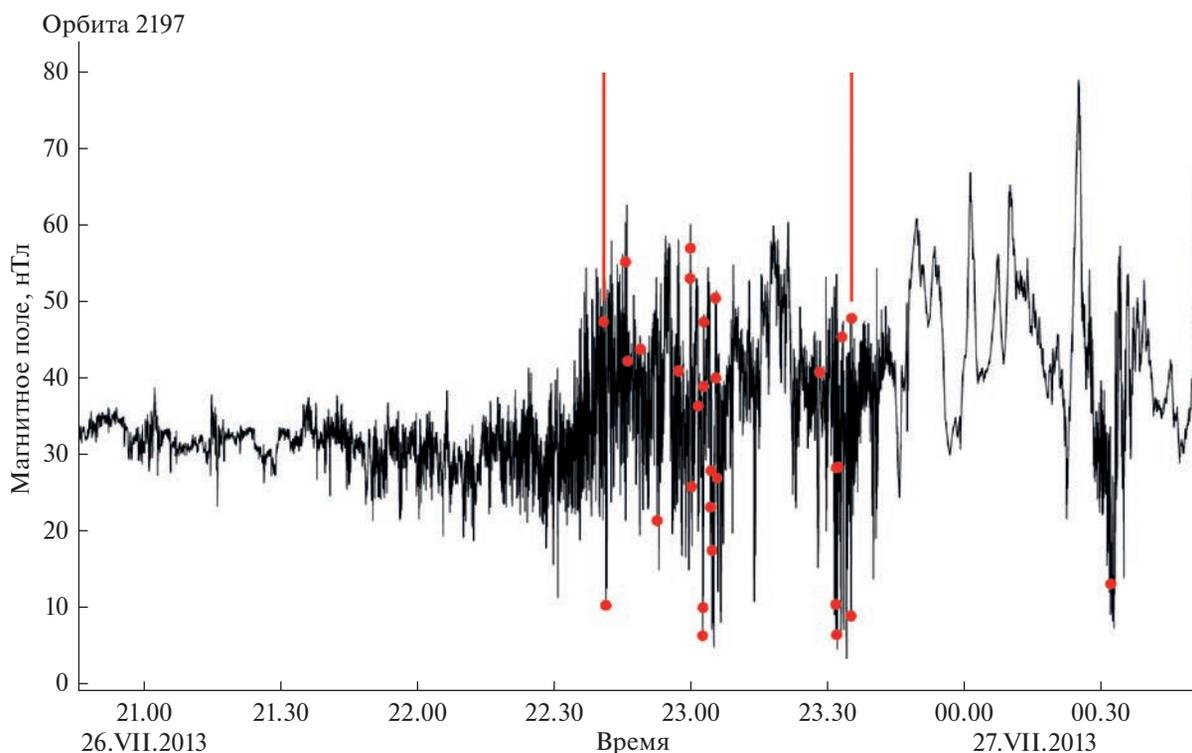
## 2.2. Определение пересечений магнитопаузы

Пересечения магнитопаузы определить значительно сложнее, чем пересечения головной ударной волны. После пересечения головной ударной волны космический аппарат попадает в область переходного слоя, где наблюдаются значительные флуктуации поля вплоть до пересечения магнитопаузы. При пересечении магнитопаузы направление магнитного поля поворачивается в сторону от направления ММП к направлению внутреннего планетарного поля, после него флуктуации переходного слоя пропадают, и наблюдается гладкое поле планеты. Само пересечение магнитопаузы легче определить не по модулю магнитного поля, а по анализу компонент, так как одна/несколько из компонент при пересечении испытывает сильный скачок (возникающий из-за поворота вектора магнитного поля в пространстве при переходе из переходного слоя в магнитосферу). Также при этом возрастают флуктуации магнитного поля, проявляющиеся в росте второй производной отдельных компонент магнитного поля. В случае возмущенной магнитосферы в результате сильных флуктуаций смена знака одной из компонент может происходить значительное число раз, поэтому для усреднения квазипериодических флуктуаций мы переходим к минутным данным и в результате фиксируем единственное пересечение магнитопаузы (рис. 6).

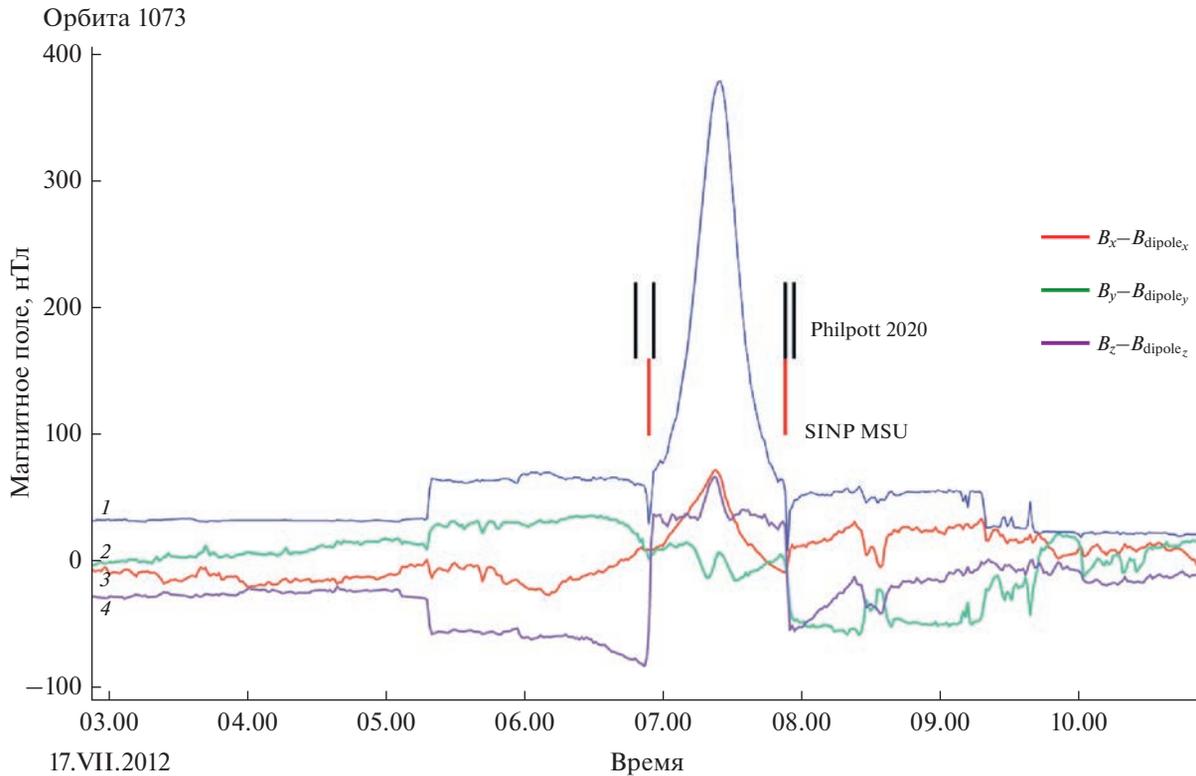
Алгоритм поиска пересечений магнитопаузы отличается от алгоритма поиска пересечений го-



**Рис. 3.** Пересечение квазиперпендикулярной головной ударной волны Меркурия для витка 1372. Черной линией показан модуль магнитного поля по данным магнитометра, красные точки — выявленные при помощи алгоритма точки изменения, вертикальные линии — определенные по алгоритму итоговые начало и конец пересечения головной ударной волны.



**Рис. 4.** Пересечение квазипараллельной головной ударной волны Меркурия для витка 2197. Черной линией показан модуль магнитного поля по данным магнитометра, красные точки — выявленные при помощи алгоритма точки изменения, вертикальные линии — определенные по алгоритму итоговые начало и конец пересечения головной ударной волны.



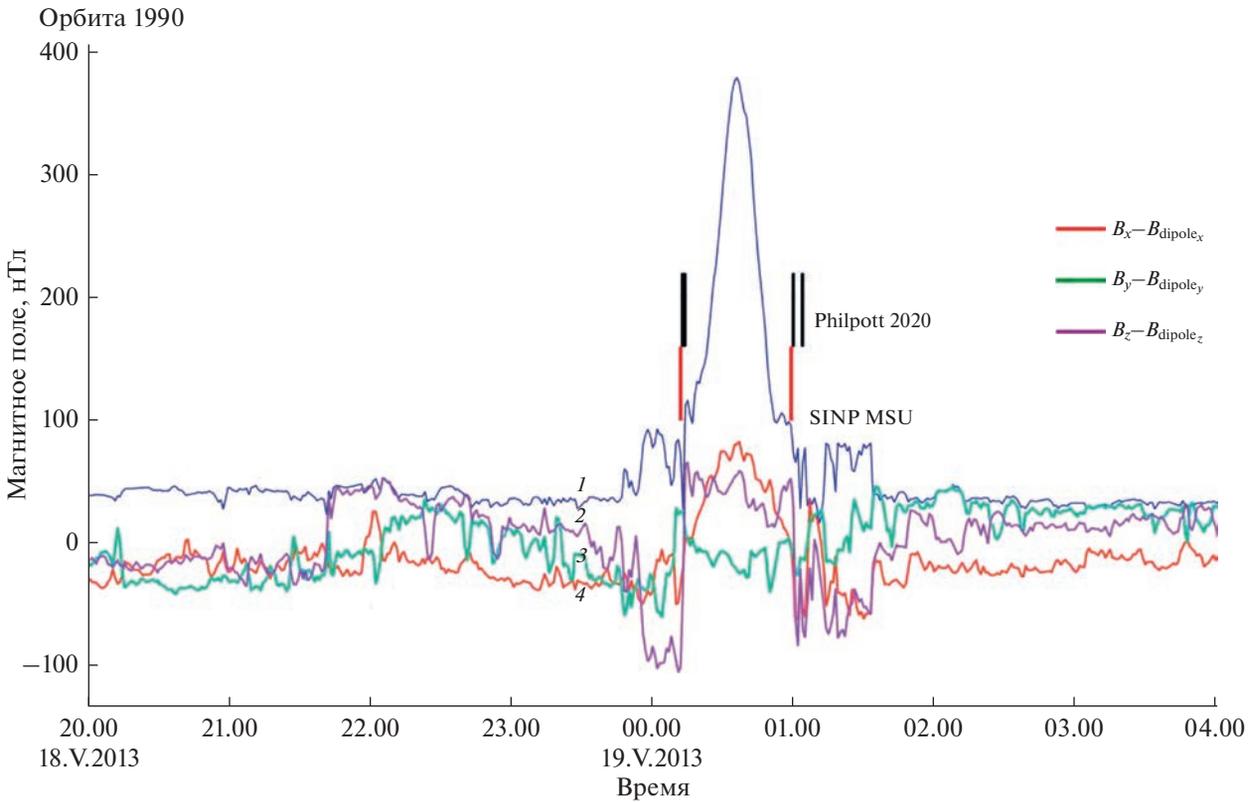
**Рис. 5.** Пример работы алгоритма по определению пересечений магнитопаузы в невозмущенной магнитосфере. Синей кривой для сравнения показан модуль полного поля без вычета планетарного диполя (1). Красным, зеленым и фиолетовым соответственно показаны  $B_x$  (3),  $B_y$  (2) и  $B_z$  (4) компоненты магнитного поля с вычтенным значением компонент дипольного поля. Красными вертикальными линиями внизу показаны метки, полученные в результате обработки автоматическим методом, черными сверху – после обработки данных вручную [7]. Видно, что исключение дипольного поля уменьшает амплитуду рассматриваемого временного ряда больше чем, в четыре раза – от 380 нТл для исходного поля, до <90 нТл для  $\Delta B = |\mathbf{B}_{exp} - \mathbf{B}_{dip}|$ . Кроме того, на синей кривой четко видно положение токового слоя хвоста, где регистрируется минимальное значение поля порядка нескольких нТл.

ловной ударной волны. На усредненных за минуту данных происходит поиск точек, наиболее близких к точке равенства нулю разности одной из компонент магнитного поля и такой же компонентой планетарного поля. Затем, при помощи библиотеки Ruptures (<https://github.com/deep-charles/ruptures>) для языка программирования Python для каждой из найденных точек проводится поиск разности значений компонент в двух ближайших к рассматриваемой точках и таким образом определяется поворот вектора магнитного поля. Далее проводится проверка на количество отобранных точек и оценка расстояния между ними. Далее при помощи оценки тренда изменения компонент магнитного поля отсеиваются пересечения токового слоя хвоста магнитосферы (при пересечении токового слоя хвоста  $x$  компонента магнитного поля изменяет свой знак, а  $y$  и  $z$  остаются почти неизменными). Пример работы алгоритма показан на рис. 5. Так как пересечение слоя магнитопаузы длится меньше одной минуты даже в случае возмущенной магнитосферы (рис. 6), на усредненных за мину-

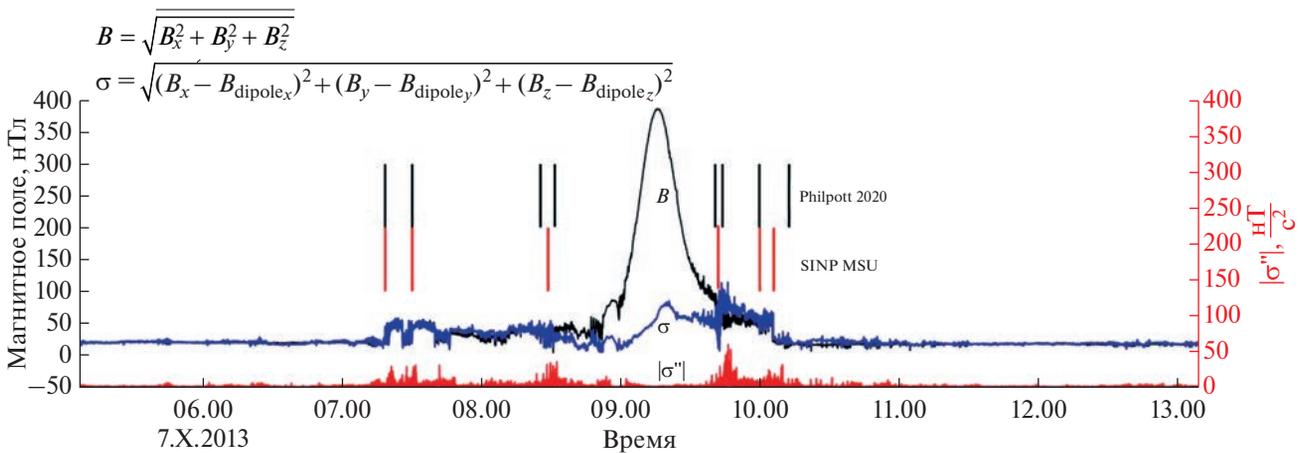
ту данных будет определяться единственная точка пересечения магнитопаузы, в отличие от пересечений головной ударной волны, где для секундных данных определяются начало и конец отрезка пересечения.

Для более точного поиска пересечений используем физические ограничения и соотношения. Зная связь между расстоянием до подсолнечной точки головной ударной волны  $R_{bs}$  и расстоянием до подсолнечной точки магнитопаузы  $R_{ss}$ , которое для Меркурия имеет вид:  $R_{bs} = 1.45R_{ss}$  [12], можно ограничить область, в которой необходимо искать соответствующую точку изменения, наложив условие на расстояние до диполя.

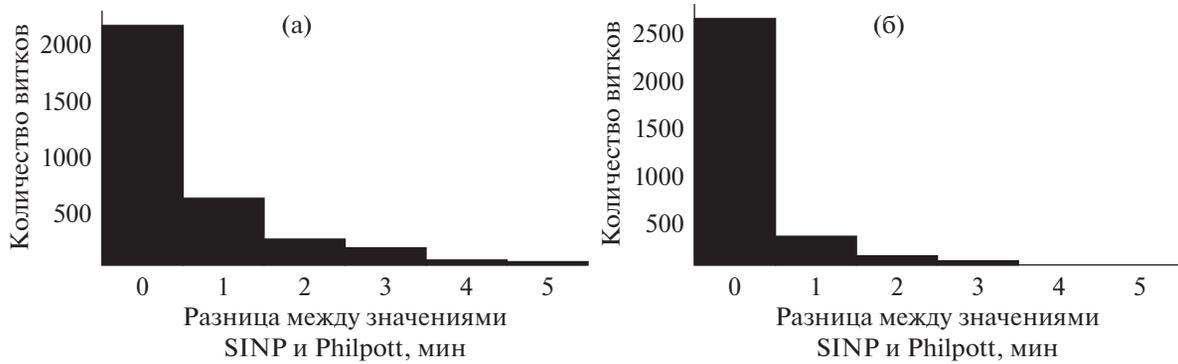
Приведем итоговый пример обработки для всего витка, он показан на рис. 7. На рисунке представлен модуль магнитного поля, измеренный на КА *MESSENGER*, величина модуля магнитного поля за вычетом поля внутреннего диполя, а также вторая производная магнитного поля. Результаты работы алгоритма хорошо совпадают



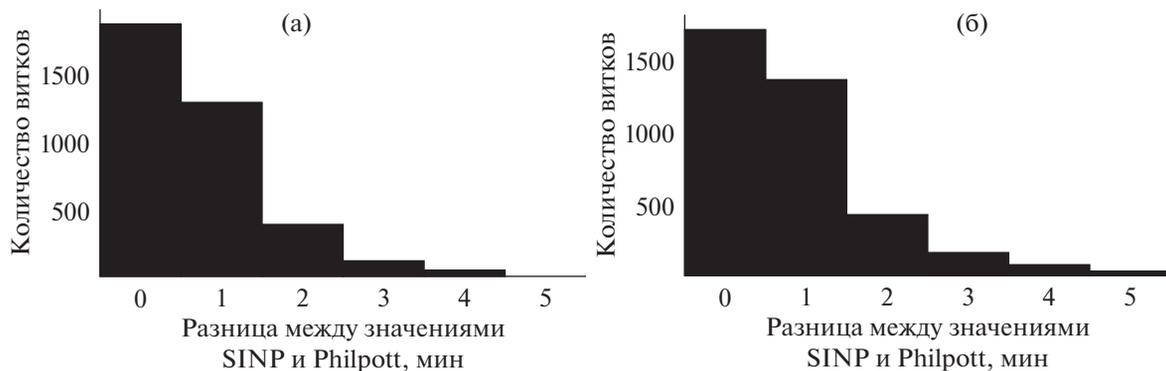
**Рис. 6.** Пример работы алгоритма по определению пересечений магнитопаузы в возмущенной магнитосфере. Синей кривой для сравнения показан модуль полного поля без вычета планетарного диполя (1). Красным, зеленым и фиолетовым соответственно показаны  $B_x$  (4),  $B_y$  (3) и  $B_z$  (2) компоненты магнитного поля с вычтенным значением компонент дипольного поля. Красными вертикальными линиями внизу показаны метки, полученные в результате обработки автоматическим методом, черными вверху — после обработки данных вручную [7].



**Рис. 7.** Пример работы алгоритма для витка 2402 КА MESSENGER. Черная линия показывает измерения модуля магнитного поля на КА MESSENGER, синяя — модуль магнитного поля за вычетом поля диполя, красная линия — вторая производная магнитного поля. Красными вертикальными линиями внизу показаны метки, полученные в результате обработки автоматическим методом, черными — после обработки данных вручную [7]. Модуль полного поля показан для сравнения.



**Рис. 8.** Разница между временными метками, полученными в результате работы алгоритма по определению пересечения головной ударной волны и результатами [7], на (а) нисходящей части траектории и (б) восходящей части траектории.



**Рис. 9.** Разница между временными метками, полученными в результате работы алгоритма по определению пересечения магнитопаузы и результатами [7], на (а) нисходящей части траектории и (б) восходящей части траектории.

с результатами ручной обработки данных из работы [7].

### 3. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ АЛГОРИТМА С ПРЕДЫДУЩИМИ РАБОТАМИ

Для того чтобы сравнить полученные нами метки с уже имеющимися метками [7], мы сравнили средние положения пересечений головной ударной волны (середины отрезков между началом и концом области ударной волны), полученные нами и работе [7]. Для магнитопаузы середину отрезка между первым и последним пересечением, найденным авторами исследования [7] сравнивали с точкой пересечения, найденной нами по описанному выше алгоритму. Под средним значением следует понимать точку между началом и концом пересечения токового слоя согласно магнитограмме, равноудаленную от начала и конца. Результаты сравнения представлены в виде гистограмм (рис. 8 и 9), где по оси  $y$  указано количество витков, а по оси  $x$  — разница во времени

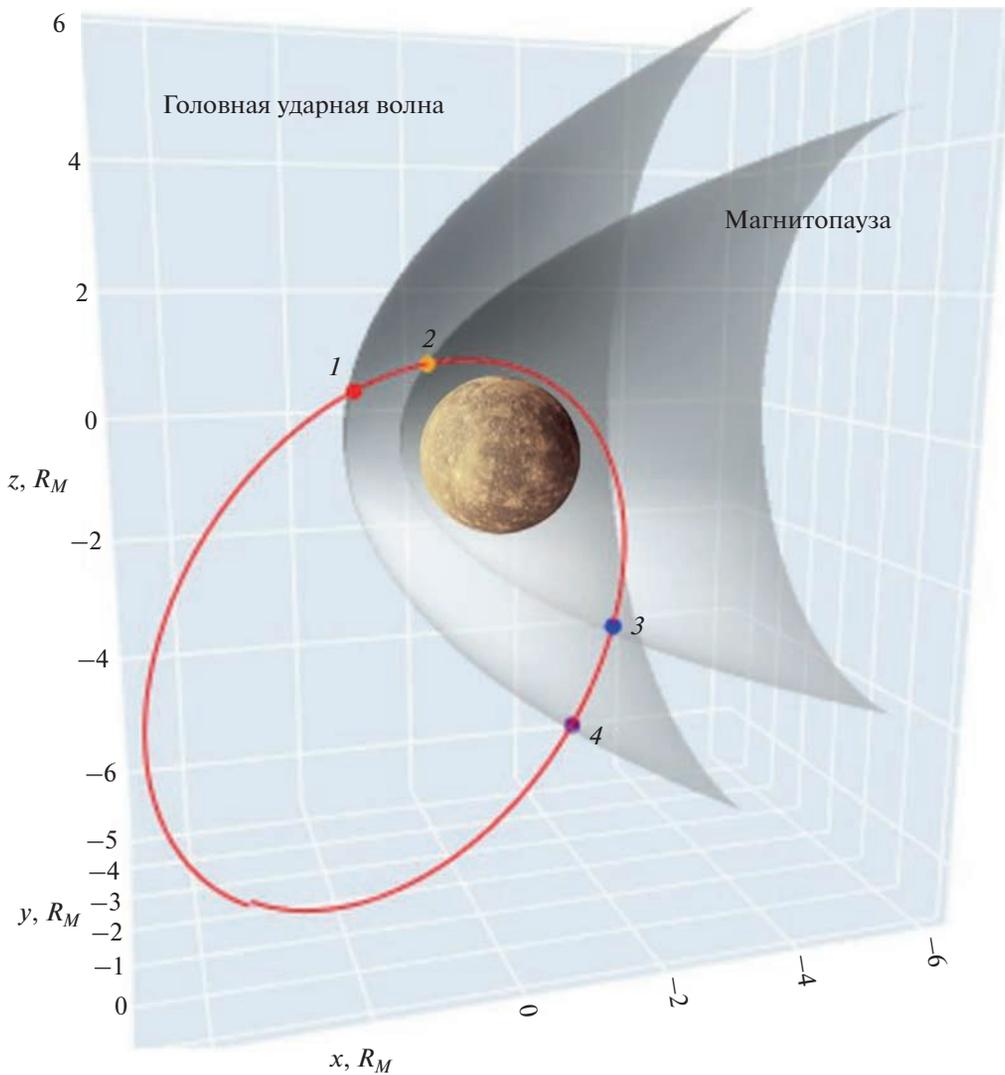
между метками разработанного алгоритма и работой [7] (в минутах).

Как видно из рис. 8 и 9, разработанный нами алгоритм определяет пересечения магнитопаузы в пределах одной минуты от значений работы [7] в 83% случаев для магнитопаузы и в 87% для головной ударной волны, что составляет около 100 км.

Также для иллюстрации точности результатов, полученных по предложенному методу, на рис. 10 показана траектория 38-го витка КА *MESSENGER* с найденными точками пересечений и параболоиды, описывающие головную ударную волну и магнитопаузу. Для простоты мы используем аксиально симметричные фигуры параболоидов вращения, оси которых сдвинуты относительно нуля по оси  $z$  на  $0.2R_M$  — величину вертикального смещения диполя Меркурия относительно центра планеты.

### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

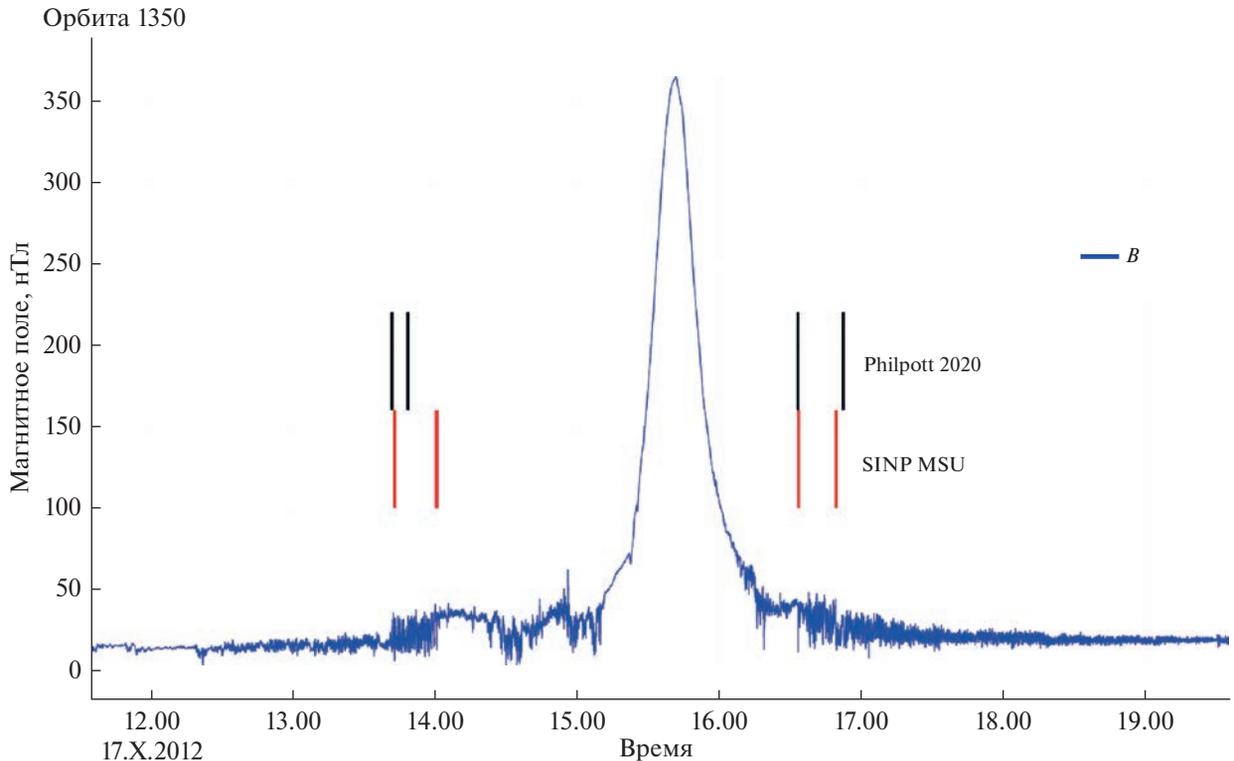
Сравнение результатов работы нашего алгоритма с результатами, полученными в работе [7] показало, что среднее отклонение в 87% случаев



**Рис. 10.** Траектория 38-го витка КА *MESSENGER* вокруг Меркурия. Координаты выражены в радиусах Меркурия. Показаны средние положения головной ударной волны и магнитопаузы (прозрачно-серым) в приближении параболоида вращения. Красной линией показана траектория КА, красными (1) и фиолетовыми (4) точками обозначены точки пересечения головной ударной волны, оранжевым (2) и синим (3) – магнитопаузы. КА перемещается от красной точки к фиолетовой при своем движении по орбите.

меньше ларморовского радиуса протонов солнечного ветра. Ларморовский радиус для протонов со скоростью 400 км/с при средней величине ММП в 23 нТл составляет 180 км. КА *MESSENGER*, летящий со скоростью  $\sim 1.5$  км/с преодолевает это расстояние за  $\sim 120$  с. Большая часть расхождений определенных нами пересечений головной ударной волны с данными работы [7] лежит в пределах одного ларморовского радиуса (рис. 8). Среднее магнитное поле в переходном слое, рассчитанное как сумма измеренных полей на отрезках траектории КА *MESSENGER* между головной ударной волной и магнитопаузой, деленная на число использованных точек траектории, равно 51 нТл. Поле в переходном слое может быть довольно

возмущенным и сильно отличаться от витка к витку. Ларморовский радиус протона с энергией 1 кэВ в поле 51 нТл составляет 89 км. Отношение средних величин магнитного поля в переходном слое  $B_{msh}$  к магнитному полю в межпланетном пространстве  $B_{IMF}$ , так называемый коэффициент сжатия на ударной волне, по нашим данным составляет 2.172, периодически изменяясь за четыре года работы КА от 0 до 5. Речь идет об отношении среднего поля на отрезке траектории внутри переходного слоя к полю выше по потоку от ударной волны, а не об отношении величины магнитного поля по обе стороны от разрыва. Это последнее отношение по законам магнитной гидродинамики должно быть меньше 4 и больше 1. Для сравнения,



**Рис. 11.** Пример магнитограммы витка с форшоком. Видны значительные флуктуации перед пересечением головной ударной волны, определенной как в работе [7] (черные линии вверх), так и разработанным алгоритмом (красные линии вниз). Сплошной синей линией показан модуль величины измеренного магнитного поля вдоль витка.

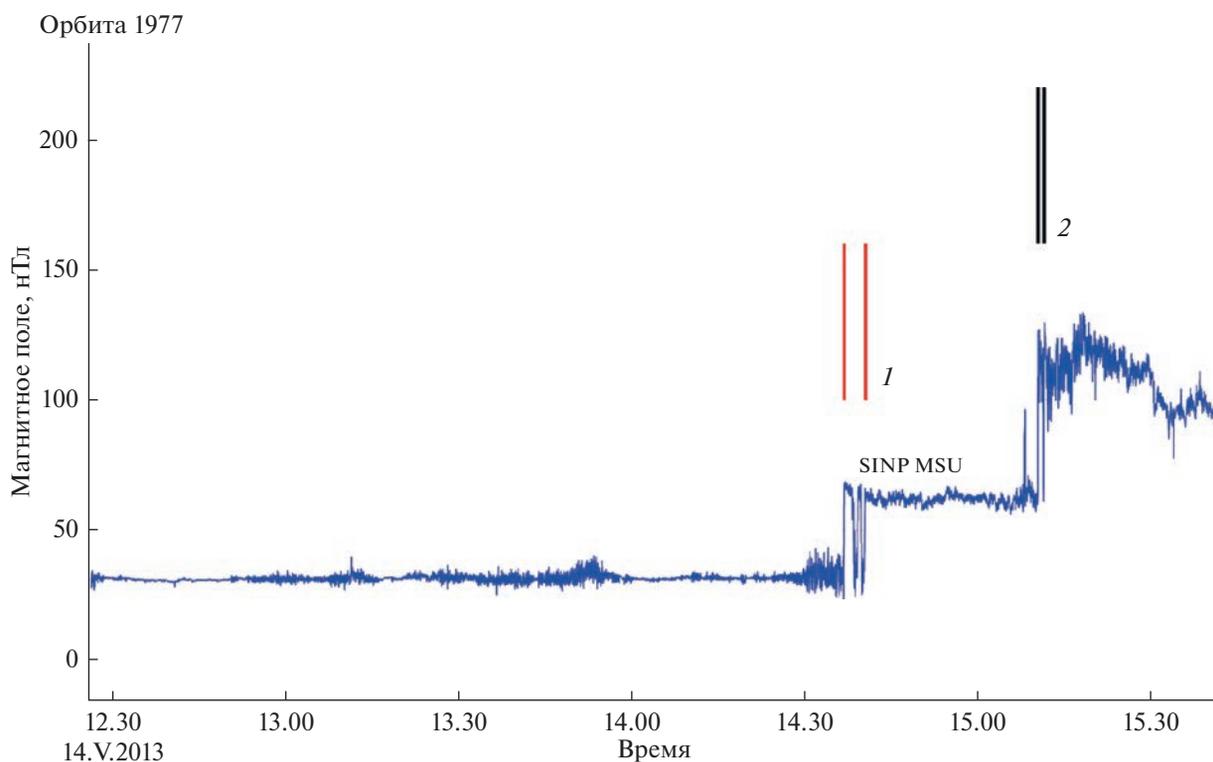
авторы работы [9] для магнитосферы Земли определили величину  $B_{msh}/B_{IMF} \approx 4$  по данным КА *THEMIS* и *ACE*. Однако флуктуации внутри переходного слоя могут быть значительными, и полученное отношение может сильно отличаться от точки к точке.

При отражении части набегающих на головную ударную волну частиц солнечного ветра выше по потоку в зоне так называемого форшока формируются возмущения, регистрируемые магнитометром как периодические изменения вектора магнитного поля. Эти колебания хорошо видны на данных магнитометра для части витков. Разработанный алгоритм успешно справляется с обработкой форшока и не определяет в этой области точек пересечения разрыва (рис. 11).

Для небольшой части витков, когда наш метод и точки исследования [7] сильно разнятся, как правило, реализуется необычный сценарий, связанный с экзотическими параметрами потока солнечного ветра. Например, на витке 1977 (рис. 12) разница между нашими метками и авторов [7] составляет чуть более получаса. При этом мы видим двойное пересечение головной ударной волны — аппарат пересек головную ударную волну около 14.35 и зашел в переходный слой. Затем в 15.10 КА догнала движущаяся быстрее первой вторая ударная волна, предположительно

возникшая из-за резкого скачка параметров плазмы солнечного ветра. В результате в два раза возросло магнитное поле и плотность. Такие случаи требуют специального рассмотрения и должны быть исключены из массива, который подвергается автоматической обработке.

Повысить возможности разработанного алгоритма можно было бы при переходе к естественным координатам, когда одна из осей лежит в плоскости разрыва и ортогональна направлению тока, а другая перпендикулярна плоскости разрыва и изменение поля в этом направлении меньше, скачков по двум другим осям. Авторы работы [7] использовали этот метод определения минимальной вариации поля для нахождения направления нормали и выделения зоны так называемых каспов в месте разветвления магнитных потоков, выносимых в хвост магнитосферы, и замкнутых силовых линий, формирующих дневную магнитосферу. В нашем случае подобная предобработка с фиксацией нормали к фронту могла бы помочь заранее разделить случаи параллельной и перпендикулярной волны и затем выбрать необходимую методику точного определения пересечения. Однако эти вопросы лежат за пределами данной работы. По этой же причине — стремлению ограничить круг рассмотренных проблем, мы не использовали данные, полученные при помощи плазменного



**Рис. 12.** Пример двойного пересечения головной ударной волны в изменившихся условиях в межпланетном пространстве. Красным показаны границы пересечения, определенные в нашей работе (1), черным – границы пересечений, определенные вручную в работе [7] (2).

спектрометра на борту *MESSENGER*. Привлечение плазменных данных в нашем случае неоправданно усложняет задачу и требует применения других методик. Кроме того, угол поля зрения плазменного спектрометра составляет  $\sim 1.4$  ср [3], что существенно усложняет анализ, делая его очень зависимым от правильного определения направления прибора.

## ВЫВОДЫ

Разработан способ автоматической обработки массивов данных магнитометра на борту космического аппарата на примере КА *MESSENGER*, позволяющий путем выделения особенностей в данных (резких поворотов измеренного вектора поля или вариаций его величины), определять пересечения головной ударной волны и магнитопаузы магнитосферы. Этот способ дает надежные результаты. Сопоставление с результатами ручной обработки данных работы [7] подтверждает работоспособность разработанного алгоритма и заметно ускоряет процедуру анализа. В некоторых случаях использование объективных критериев дало существенное уточнение результатов ручной обработки и привело к более точному определению положения рассматриваемой границы. Показано, что определение координат головной ударной волны по данным магнитометра

КА в 87% случаев происходит с точностью до нескольких десятков километров, а магнитопаузы – в 83% витков. Таким образом, было показано, что определение головной ударной волны возможно только по данным магнитометра без использования данных плазменных измерений.

Координаты точек пересечения траектории КА с головной ударной волной и магнитопаузой можно использовать для определения положения подсолнечной точки и фиксации характерных размеров магнитосферы Меркурия. Это позволяет найти параметры трехмерных глобальных токовых систем, которые определяют границу между открытыми силовыми линиями, куда свободно проникают частицы, например от солнечной вспышки, и замкнутыми линиями, где возможен захват частиц.

Преимуществом данного метода выступает возможность обработки в автоматическом режиме больших объемов данных в короткие сроки. Данная задача актуальна в свете приближающегося выхода на орбиту вокруг Меркурия КА *Bepi-Colombo*, запланированного на 2025 г. Эта миссия состоит из двух аппаратов, находящихся на полярных орбитах: один будет находиться на эллиптической орбите с периодом 9.3 ч и диапазоном высот 590–11 640 км ( $0.24\text{--}4.77R_M$ ), а второй – на круговой орбите с периодом 2.3 ч. и диапазоном

высот в 480–1500 км ( $0.20\text{--}0.61R_M$ ). Таким образом, набор поступающих данных о состоянии магнитосферы Меркурия существенно возрастет.

Данная методика может применяться при анализе данных КА, работающих в окрестности других планеты Солнечной системы. В частности, она может быть использована для анализа данных пересечений космическими аппаратами токовых слоев в магнитосферах других планет, а также разрывов в солнечном ветре.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 21-52-12025).

Конфликт интересов: Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ness N.F., Behannon K.W., Lepping R.P. et al.* Magnetic Field Observations near Mercury: Preliminary Results from Mariner-10 // *Science*. 1974. V. 185. Iss. 4146. P. 151–160.  
<https://doi.org/10.1126/science.185.4146.151>
2. *Anderson B.J., Johnson C.L., Korth H. et al.* The Global Magnetic Field of Mercury from MESSENGER Orbital Observations // *Science*. 2011. V. 333. Iss. 6051. P. 1859–1862.  
<https://doi.org/10.1126/science.1211001>
3. *Winslow R.M., Anderson B.J., Johnson K.L. et al.* Mercury's magnetopause and bow shock from MESSENGER Magnetometer observations // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2013. V. 118. Iss. 5. P. 2213–2227.  
<https://doi.org/10.1002/jgra.50237>
4. *Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Bobrovnikov S.Yu. et al.* Paraboloid model of Mercury's magnetosphere // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2008. V. 113. Iss. A12.  
<https://doi.org/10.1029/2008JA013368>
5. *Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Slavin J.A. et al.* Mercury's magnetospheric magnetic field after the first two MESSENGER flybys // *Icarus*. 2010. V. 209. Iss. 1. P. 23–39.  
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.01.024>
6. *Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Bobrovnikov S.Yu. et al.* Modelling of the electromagnetic field in the interplanetary space and in the Earth's magnetosphere // *Space Science Reviews*. 2003. V. 107. P. 7–26.  
<https://doi.org/10.1023/A:1025542915800>
7. *Philpott L.C., Johnson C.L., Anderson B.J. et al.* The shape of Mercury's magnetopause: The picture from MESSENGER magnetometer observations and future prospects for BepiColombo // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2020. V. 125. Iss. 5.  
<https://doi.org/10.1029/2019JA027544>
8. *Breillard H., Dupuis R., Retino A. et al.* Automatic Classification of Plasma Regions in Near-Earth Space with Supervised Machine Learning: Application to Magnetospheric Multi Scale 2016–2019 Observations // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. 2020. V. 7.  
<https://doi.org/10.3389/fspas.2020.00055>
9. *Jelínek K., Němeček Z., Šafránková J.* A new approach to magnetopause and bow shock modeling based on automated region identification // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2012. V. 117. Iss. A5.  
<https://doi.org/10.1029/2011JA017252>
10. *Wedlund S.C., Volwerk M., Beth A. et al.* A fast bow shock location predictor-estimator from 2D and 3D analytical models: Application to Mars and the MAVEN mission // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2022. V. 127. Iss. 1.  
<https://doi.org/10.1029/2021JA029942>
11. *Anderson B.J., Acuña M.H., Lohr D.A. et al.* The Magnetometer Instrument on MESSENGER // *Space Science Reviews*. 2007. V. 131. P. 417–450.  
<https://doi.org/10.1007/s11214-007-9246-7>
12. *Алексеев И.И., Парунакян Д.А., Дядечкин С.А. и др.* Расчет начального магнитного поля для гибридной модели магнитосферы Меркурия // *Космич. исслед.* 2018. Т. 56. № 2. С. 119–127. (*Cosmic Research*. P. 108–114).

## ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В БЛИЖНЕЙ 3–4 $R_E$ МАГНИТОСФЕРЕ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА СПУТНИКА *ИНТЕРБОЛ-2*

© 2023 г. Н. Ф. Смирнова<sup>1</sup>, \*, Г. Станев<sup>2</sup>, \*\*

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт космических исследований и технологий БАН, София, Болгария

\*nsmirnova@romance.iki.rssi.ru

\*\*gstanev@space.bas.bg

Поступила в редакцию 01.03.2022 г.

После доработки 05.05.2022 г.

Принята к публикации 26.07.2022 г.

Предлагается новый метод определения плотности электронов в разреженной плазме, основанный на одновременных измерениях потенциала спутника *Интербол-2* зондовыми приборами ИЭСП-2 (измеритель электрического поля) и КМ-7 (датчик электронной температуры). Это позволяет оценить плотность фотоэлектронного тока на основе процедуры, предложенной ранее авторами этой работы. Электронная концентрация определялась только для положительного потенциала космического аппарата. Составлялись уравнения баланса для спутника и зонда между токами электронов окружающей плазмы и фотоэлектронов, эмитированных освещённой поверхностью. В магнитосфере для приведения потенциала зонда к потенциалу окружающей плазмы в зонд направляется ток смещения, который учитывался в уравнении баланса токов для зонда. При расчетах использовалось значение энергии электронов  $kT_e = 1$  эВ. Анализировались данные с ~350 орбит в авроральной зоне магнитосферы на высотах 2–3 $R_E$  с октября 1996 по март 1998 г. в период низкой солнечной активности в начале 23-го цикла. Приводятся примеры рассчитанной плотности электронов, которая находится в пределах 1–30 см<sup>-3</sup>.

DOI: 10.31857/S0023420622700066, EDN: BVPTYA

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время широко применяется метод определения концентрации окружающей плазмы в магнитосфере на основе измерений потенциала космического аппарата. Потенциал перестал быть только техническим параметром, а спутник, таким образом, стали использовать как зонд для определения плотности плазмы. Это произошло после того, как А. Педерсен (A. Pedersen) и его коллеги предложили определять концентрацию окружающей плазмы в магнитосфере на основе измерений потенциала датчиками электрических полей на *ISEE-1* (англ. International Sun/Earth Explorer) и других спутниках [1, 2]. В этих случаях потенциал был положительным порядка 20 В, плотность плазмы заключена в пределах 0.1–100 см<sup>-3</sup>. Если потенциал спутника положительный относительно потенциала плазмы, то в этом случае баланс токов осуществляется только между электронным током и фототоком. Плотность фотоэлектронного тока используется при оценивании плотности электронов. В настоящее время этот способ определения плотности

окружающей плазмы был апробирован на многих космических аппаратах: *Viking*, *GEOS-1* (англ. Geostationary Operational Environmental Satellite), *GEOS-2*, *ISEE-1*, *CRRES* (англ. Clouds and the Earth's Radiant Energy System), *Geotail*, *Polar*, *Cluster*, *MMS* (англ. Magnetospheric Multiscale Mission).

Аппаратура спутника *Интербол-2* позволяет определить плотность фототока насыщения на основе сопоставления одновременных измерений электрического потенциала спутника относительно плазмы зондовыми приборами ИЭСП-2 и КМ-7 [3]. С учетом этого факта предлагается новый метод определения плотности плазмы по измерениям потенциала, когда не требуется проводить калибровку на основе сравнения с другими приборами. Потенциал спутника, как правило, определяется приборами для измерения электрических полей. Таким прибором на *Интербол-2* был ИЭСП-2 – измеритель электрических полей методом двойного зонда с использованием шести сферических датчиков, укрепленных на концах трех пар длинных штанг [4–7]. Самые длинные штанги, расстояние между сферами 25 м, уста-

новлены в плоскости вращения спутника и предназначены для измерения составляющих электрического поля  $E_y$  и  $E_z$ . Для определения  $E_x$  применяется третья пара штанг длиной  $\sim 4.5$  м, которая направлена по оси вращения спутника. Прибор ИЭСП-2 определяет величину  $U_{sp}$  (разность потенциалов между спутником и зондом) для всех шести зондов. Измерения потенциала спутника представляются средними значениями ( $U_{sp} = (U_{sp1} + U_{sp2})/2$ ), полученными для двух сфер, установленных на штангах по оси  $Y$  в плоскости вращения спутника. Зонды прибора ИЭСП-2 подвергались воздействию солнечного излучения. Потенциал спутника измерялся в диапазоне от  $-2$  до  $+13$  В. Для датчиков ИЭСП-2 использовались полые графитовые сферы радиусом 4 см с нанесением слоев из стеклоглассера по оригинальной болгарской технологии.

Другим прибором, измеряющим потенциал спутника в диапазоне  $\pm 10$  В, был КМ-7, датчик электронной температуры [8]. Зонд прибора КМ-7 (полая металлическая сфера радиусом 6 см) был защищен экраном от воздействия УФ-эмиссии и установлен в антисолнечном направлении (вдоль оси вращения спутника) в середине длинной штанги в плоскости вращения спутника. Датчик КМ-7 был первым зондом Ленгмюра, который работал в магнитосфере и был экранирован от солнечного излучения.

Приборы ИЭСП-2 и КМ-7 методически идентичны, так как используют один и тот же тип датчика (сферический зонд Ленгмюра) и измеряют одну и ту же величину — разность потенциалов между спутником и зондом  $U_{sp}$ . Величину  $U_{sp}$  можно использовать как значение потенциала спутника, если потенциал зонда лежит вблизи плазменного потенциала. Это условие выполняется в достаточно плотной плазме в ионосфере, а в магнитосфере для приведения электрического потенциала зонда к потенциалу окружающей плазмы в зонд направляется ток смещения. Отметим, что поверхность спутника *Интербол-2* была сделана эквипотенциальной, что является обязательным условием применения тока смещения [9].

Прототип ИЭСП-2, прибор ИЭСП-1 [6] летал на спутнике *Болгария-1300* в ионосфере. Так как ИЭСП-1 находился в плотной плазме, то ток смещения для его функционирования не применялся.

Ток смещения ( $I_b$ ) — это созданный технически поток электронов с зонда на спутник (зд. положительный) или наоборот — с космического аппарата на зонд (отрицательный ток смещения). Если зонд находится в плазме с малой плотностью и подвергается солнечному излучению (как зонды ИЭСП-2), то ток смещения должен быть отрицательным, чтобы компенсировать поток фотоэлектронов с поверхности зонда. Существенным отличием приборов ИЭСП-2 и КМ-7

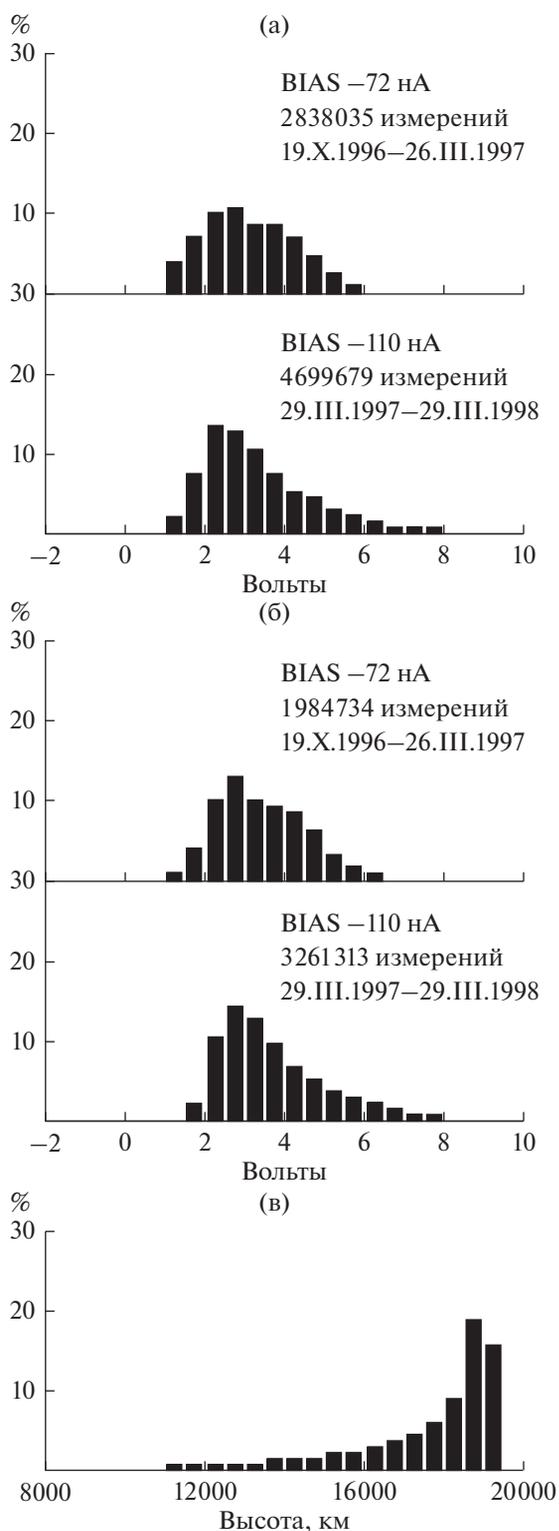
является тот факт, что ИЭСП-2 измеряет  $U_{sp}$  при постоянном отрицательном токе смещения, а КМ-7 снимает вольт-амперные (ВА) характеристики, регистрирующие 11 измерений  $U_{sp}$  при различных положительных значениях токов смещения ( $I_b$  варьирует от 153 до 0.15 нА). Таким образом, данные КМ-7 для потенциала спутника можно интерпретировать как измерения 11 приборов типа ИЭСП-2. Эта интерпретация позволяет сопоставлять измерения КМ-7 и ИЭСП-2. Измерения КМ-7 при любых значениях тока смещения правильно отображают вариации потенциала, так как зонд КМ-7 защищен от фототока. Сопоставление одновременных измерений потенциала спутника *Интербол-2* относительно плазмы приборами ИЭСП-2 и КМ-7 позволяет сделать вывод о корректности определения потенциала при данном токе смещения, а также оценить плотность фотоэлектронного тока [3].

Зондовые приборы ИЭСП-2 (измеритель электрических полей) и КМ-7 (датчик электронной температуры) были установлены на спутнике *Интербол-2* как отдельные приборы, но в процессе работы с данными выяснилось, что их можно рассматривать как комплекс аппаратуры для измерения параметров плазмы, который позволяет определить концентрацию окружающей плазмы.

Определение концентрации электронов на основе измерения потенциала спутника относительно плазмы возможно только для положительного потенциала по методике, предложенной Педерсенем. Так как ИЭСП-2 функционировал в ближней магнитосфере, то он имел положительный и отрицательный потенциал на высотах более 8000 км и измерения потенциала проводились с током смещения, поэтому необходим дополнительный анализ для проверки знака потенциала и правильного выбора тока смещения.

Потенциал *Интербола-2* также рассчитывался по данным комплекса аппаратуры Альфа-3 (широкоугольный модуляционный анализатор ионов и анализатор ионов с тормозящим потенциалом), предназначенным для исследования плазмосферы. По данным Альфа-3 внутри плазмосферы потенциал космического аппарата всегда отрицательный и может достигать  $-5.0$  В, при перемещении спутника к плазмопаузе его потенциал возрастает [10].

Ранее предпринималась попытка определения концентрации электронов на основе данных измерения потенциала спутника *Интербол-2* прибором ИЭСП-2 [11]. В этом исследовании формально применялись формулы из работы [2], поэтому авторы сознавали ограниченную точность абсолютных величин плотности, но смогли сделать некоторые выводы об относительных вариациях этого параметра. Концентрация электронов в этом исследовании определяется с интервалом



**Рис. 1.** Гистограммы результатов измерения потенциала *Интербола-2* прибором ИЭС-2 с использованием всех измерений (а) и только измерений с корректным током смещения (б), гистограммы высот (в). ИЭС-2 определяет потенциал правильно в большинстве случаев (~80%) по измерениям на высотах более 16000 км.

38 с и составляет  $1\text{--}40\text{ см}^{-3}$ , но согласно замечанию авторов, эти результаты требуют дальнейших рассмотрений. Однако с тех пор других публикаций по этому вопросу не было.

В настоящей работе будет рассмотрена новая методика для определения плотности электронов в авроральной зоне ближней магнитосферы  $3\text{--}4R_E$ , которая основана на одновременных измерениях потенциала спутника *Интербол-2* зондовыми приборами ИЭС-2 (измеритель электрического поля) и КМ-7 (датчик электронной температуры).

### СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕКТНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ПОТЕНЦИАЛА ПРИБОРОМ ИЭС-2

Потенциал измерялся прибором ИЭС-2 с частотой опроса 400 мс (телеметрия СТО – специальная телеметрическая система), а также с интервалами 16 и 64 с (телеметрия ССНИ – системы сбора научной информации). Для тех орбит, когда имеются данные, полученные при помощи СТО и ССНИ, результаты в целом совпадают с той лишь разницей, что измерения с частотой опроса 400 мс показывают более мелкошабные вариации. Разность потенциалов, измеренная прибором ИЭС-2 между спутником и зондом  $U_{sp}$  можно использовать как значение потенциала спутника  $V_s$ , если ток смещения  $I_b$  был выбран корректно. ИЭС-2 функционировал с начала полета до конца марта 1997 г. с  $I_b = -72\text{ нА}$ , а затем с  $I_b = -110\text{ нА}$  до окончания миссии.

Так как зонд прибора КМ-7 без фототока (закрыт экраном), то совпадение вариаций  $U_{sp}/\text{ИЭС-2}$  и  $U_{sp}/\text{КМ-7}$  показывает, что прибор ИЭС-2 функционирует с корректным током смещения. Проанализированы данные, полученные с ~350 орбит за ~800 ч совместного включения ИЭС-2 и КМ-7 при работе телеметрии СТО на высотах от 8000 км (частота опроса ИЭС-2 400 мс, а цикл работы КМ-7 – 5.12 с). Это сопоставление показало, что ~70% результатов определения потенциала спутника прибором ИЭС-2 дают правильные значения, причем большинство (~80%) этих корректных измерений проводились на высотах от 16000 км до высоты апогея (19211 км). По результатам измерений ИЭС-2 с корректным током смещения потенциал *Интербола-2* находится в основном в диапазоне 2–5 В.

На рис. 1 показаны гистограммы результатов измерения потенциала прибором ИЭС-2 на ~350 участках орбит с учетом всех измерений (а) и только измерений с корректным током смещения (б). Из гистограммы высот (в) видно, что ИЭС-2 определяет потенциал правильно в большинстве случаев (~80%) по измерениям на высотах более 16000 км.

Отметим, что  $V_s$  определяется средним значением разности потенциалов  $U_{sp1}$  и  $U_{sp2}$  между спутником и сферическими зондами  $Y_1$  и  $Y_2$  на концах штанги  $Y$  в плоскости вращения спутника. Для определения концентрации электронов используются измерения, для которых выполняется  $abs(U_{sp1} - U_{sp2}) < 0.5$  В, т.е. составляющая электрического поля  $E_y < 20$  мВм<sup>-1</sup> (длина штанги 25 м). Статистический анализ показал, что происходит возрастание поперечного электрического поля в  $Y$ -направлении с увеличением потенциала спутника. Можно сделать вывод об увеличении  $abs(U_{sp1} - U_{sp2})$  с  $\sim 0.5$  до  $\sim 1$  В с возрастанием потенциала спутника, но для большинства измерений выполняется условие  $abs(U_{sp1} - U_{sp2}) < 0.5$  В. Если  $V_s < 6$  В, то в этом случае для  $\sim 80\%$  корректных измерений выполняется условие  $abs(U_{sp1} - U_{sp2}) < 0.5$  В. Этот факт следует учитывать при анализе результатов измерения потенциала спутника  $V_s$ .

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ФОТОЭЛЕКТРОННОГО ТОКА

Сопоставление одновременных измерений потенциала спутника *Интербол-2* относительно плазмы приборами ИЭСП-2 и КМ-7 позволяет оценить плотность фотоэлектронного тока [3]. Это является важным фактором, так как его величина сильно варьируется. Приведем табл. 1, в которой показаны значения плотности фотоэлектронного тока, определенного в различных проектах. Спутники, указанные в этой табл. 1, имеют эквипотенциальную поверхность.

Интенсивность фотоэмиссии спутника меняется приблизительно в два раза с изменением солнечной активности, а также увеличивается со временем нахождения на орбите магнитосферных аппаратов. Для *Интербола-2* эти эффекты анализируются в [17]. На спутнике *Интербол-2* в авроральной зоне магнитосферы на высотах  $2-3R_E$  плотность фототока насыщения находится, как правило, в диапазоне  $18-36$  мкА м<sup>-2</sup>.

Фотоэмиссионные свойства зонда ИЭСП-2 и спутника *Интербол-2* можно считать одинаковыми, так как разность между плавающим потенциалом спутника и плавающим потенциалом зонда прибора ИЭСП-2 (в случаях, когда к зонду не применяется ток смещения) отличалась на доли вольта.

Процедура определения плотности фототока на основе сопоставления одновременных измерений электрического потенциала спутника относительно плазмы приборами ИЭСП-2 и КМ-7 подробно изложена в статье [3]. Коротко поясним разработанную методику. Приведем из этой статьи два рисунка, которые наглядно демонстриру-

**Таблица 1.** Плотность фотоэлектронного тока, определенная в различных проектах

Плотность фотоэлектронного тока, нА см <sup>-2</sup>	Проект	Ссылка
2.1	Лабораторные измерения	[12]
1.3	Лабораторные измерения	[13]
3.0	<i>GEOS-1, GEOS-2</i>	[14]
2.0	<i>ISEE-1</i>	[14]
6.0	<i>GEOS-2</i>	[15]
5.0 или 8.0	<i>GEOS-1, ISEE-1</i>	[1]
5.2	<i>ISEE-1</i>	[2]
4.6–6.8	Спутники <i>Cluster</i>	[16]

ют процедуру определения фототока на основе сопоставления измерений ИЭСП-2 и КМ-7.

Предварительно отметим, что на рис. 2, 4, 6–8 приводится привязка данных к орбите, при этом принимаются следующие обозначения и единицы измерения: UT – универсальное время, ч.мин.с; MLT – магнитное местное время, ч.мин;  $\Pi$ АТ – инвариантная широта, град; L – параметр Мак-Илвейна (McIlwain); ALT – высота, км; LAT – географическая широта, град, от  $-90$  до  $+90$ ; LONG – географическая долгота, град, от  $0$  до  $360$  в.д.

Из рис. 2 видно совпадение вариаций  $U_{sp}$ /ИЭСП-2 и  $U_{sp}$ /КМ-7. Вариации всех кривых идеально совпадают за исключением измерений ИЭСП-2 с отсутствием тока смещения. Следовательно, мы можем мысленно сконструировать виртуальный зонд ИЭСП-2 в тени с постоянным током смещения, который вычисляем из ВА-характеристики КМ-7, показанной на рис. 3. Принимая во внимание различие в площади поверхности зондов  $S$ , так как  $R_{КМ-7} = 6$  см,  $R_{ИЭСП-2} = 4$  см,  $S_{КМ-7}/S_{ИЭСП-2} = 2.25$ , определяем электронный ток зонда ИЭСП-2  $I_e = I_b(КМ-7)/2.25$ . КМ-7 снимал 11 измерений за 5.12 с, частота опроса ИЭСП-2 400 мс, за это время снято  $\sim 12$  измерений, они почти совпадают и выглядят как одна толстая линия (см. рис. 3), которой соответствует  $I_b(КМ-7) \approx 100$  нА. В этом случае  $J_{ph}^0 = (100/2.25 + 72)/S_{ИЭСП-2} \approx 2.35$  нА см<sup>-2</sup>, так как освещенная солнцем поверхность зонда ИЭСП-2  $S_{ИЭСП-2} = S_{ИЭСП-2}/4 \approx 50.24$  см<sup>2</sup> и ток смещения  $I_b = -72$  нА.

На рис. 3 демонстрируется типичная ВА-характеристика для орбит спутника *Интербол-2* с потенциалом  $2-3$  В. На некоторых орбитах измерения потенциала прибором ИЭСП-2 за 5.12 с (время регистрации ВА-характеристики) могут сильно отличаться и не выглядеть, как одна тол-

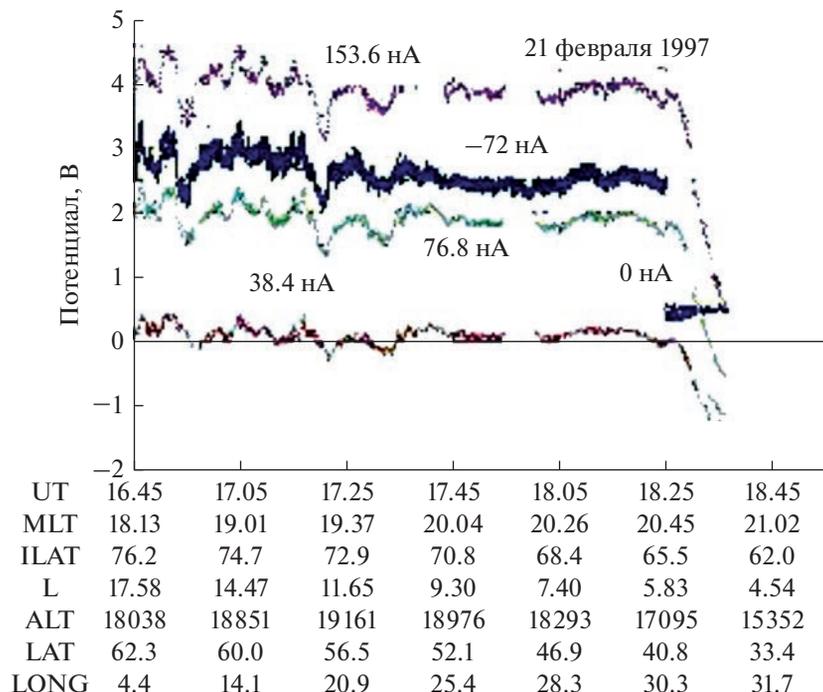


Рис. 2. Совпадение вариаций измерений потенциала приборами ИЭСП-2 при токе смещения  $-72$  нА и КМ-7 при токах смещения 153.6, 76.8, 38.4 нА. Вариации всех кривых идеально совпадают за исключением измерений ИЭСП-2 с отсутствием тока смещения.

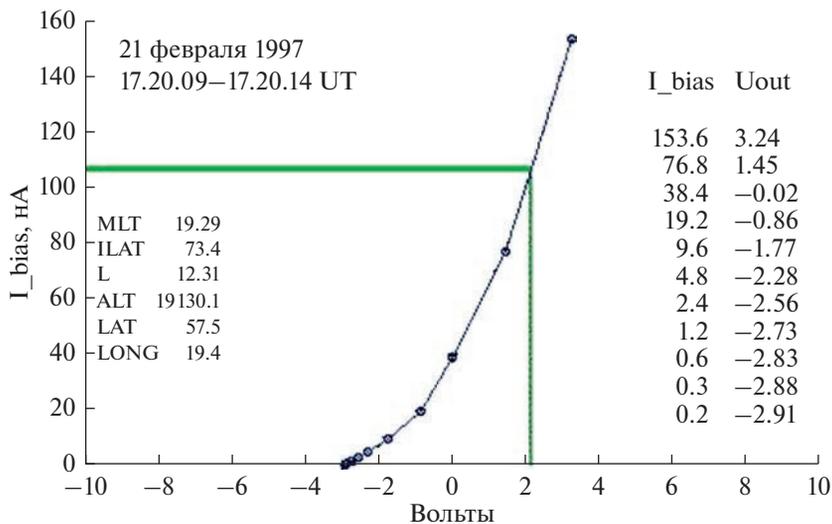


Рис. 3. Типичная ВА-характеристика с прибора КМ-7, зарегистрированная 21.II.1997 на орбите 733. Толстая линия демонстрирует все измерения потенциала прибором ИЭСП-2 за время регистрации этой ВА-характеристики.

стая линия. В таких случаях измерения ИЭСП-2 усредняются.

По результатам анализа измерений потенциала *Интербола-2* на различных орбитах можно сделать вывод, что существуют три основных типа характера поведения потенциала спутника:

- потенциал имеет небольшие значения 2–3 В и изменяется незначительно во время пролета (орбита 733, см. рис. 2, 3);

- потенциал резко возрастает в пике вверх (орбита 2336, рис. 4, 5);
- потенциал резко понижается в пике вниз (орбита 428, см. рис. 4, 5).

На рис. 4 демонстрируются совместные измерения потенциала приборами ИЭСП-2 и КМ-7 (при токах смещения 153.6, 76.8, 38.4 нА), проведенные на орбитах 2336 (вверху) и 428 (внизу).

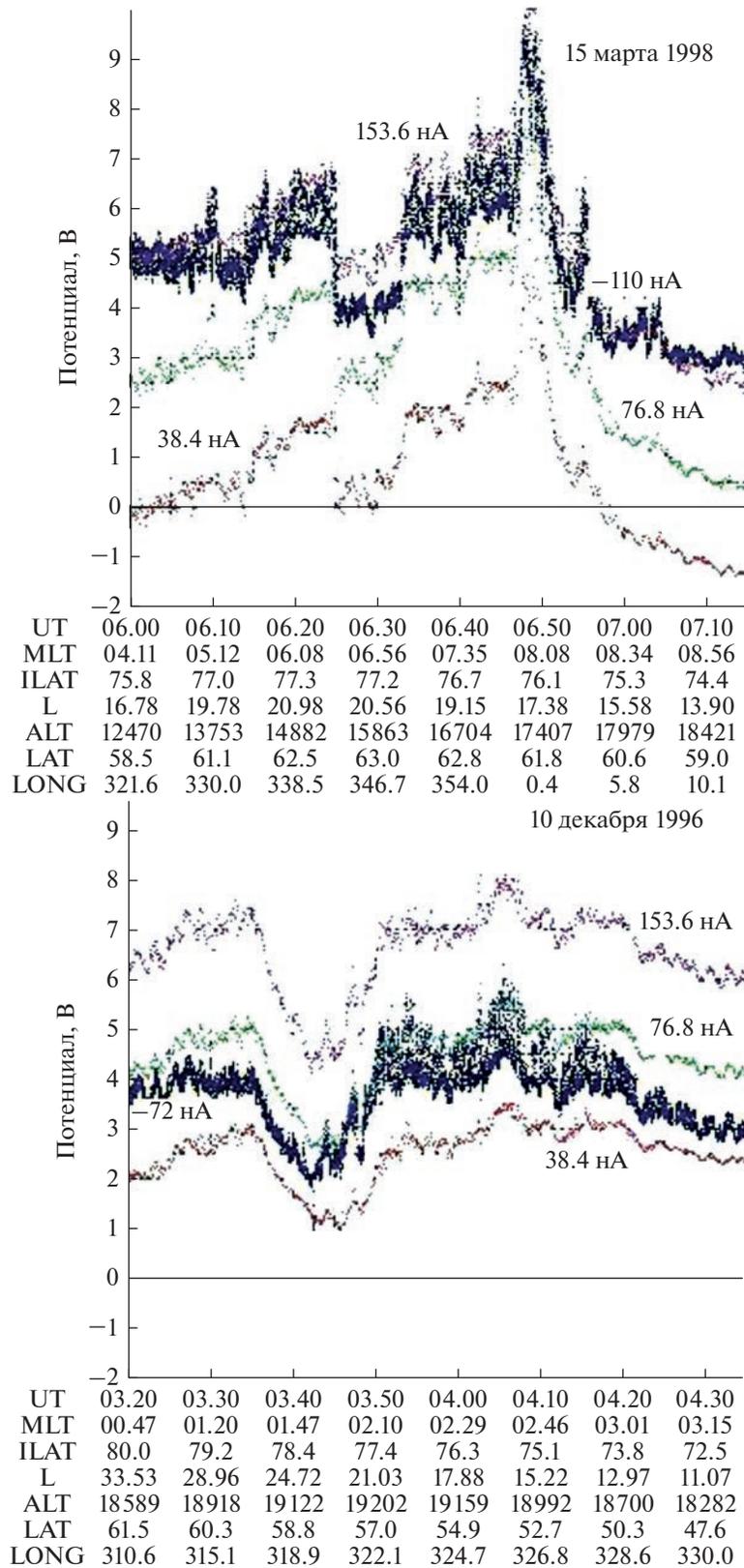


Рис. 4. Совместные измерения потенциала приборами ИЭСП-2 и КМ-7, проведенные 15.III.1998 на орбите 2336 (вверху) и 10.XII.1996 на орбите 428 (внизу).

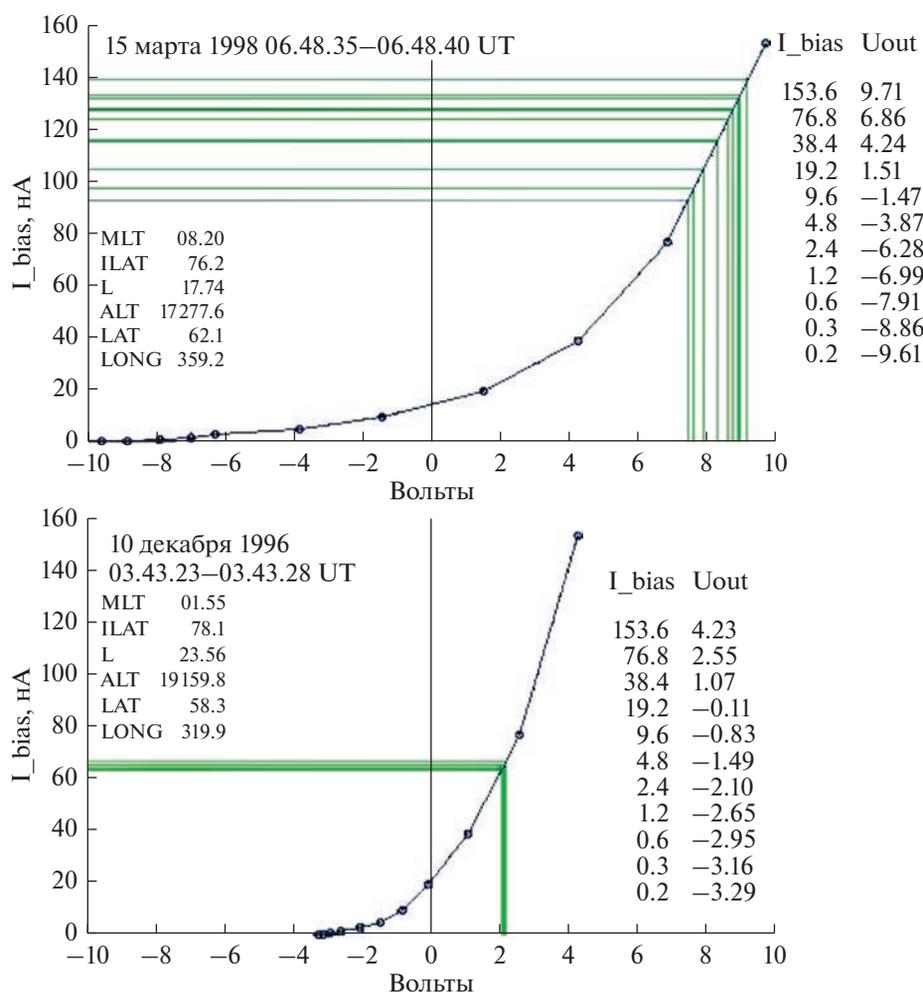


Рис. 5. ВА-характеристики, снятые КМ-7 совместно с измерениями потенциала спутника прибором ИЭСП-2, на орбите 2336 (вверху) и на орбите 428 (внизу).

На рис. 5 показаны ВА-характеристики с прибора КМ-7 в сопоставлении с измерениями потенциала ИЭСП-2 в момент регистрации пиков вверх на орбите 2336 (вверху) и вниз на орбите 428 (внизу).

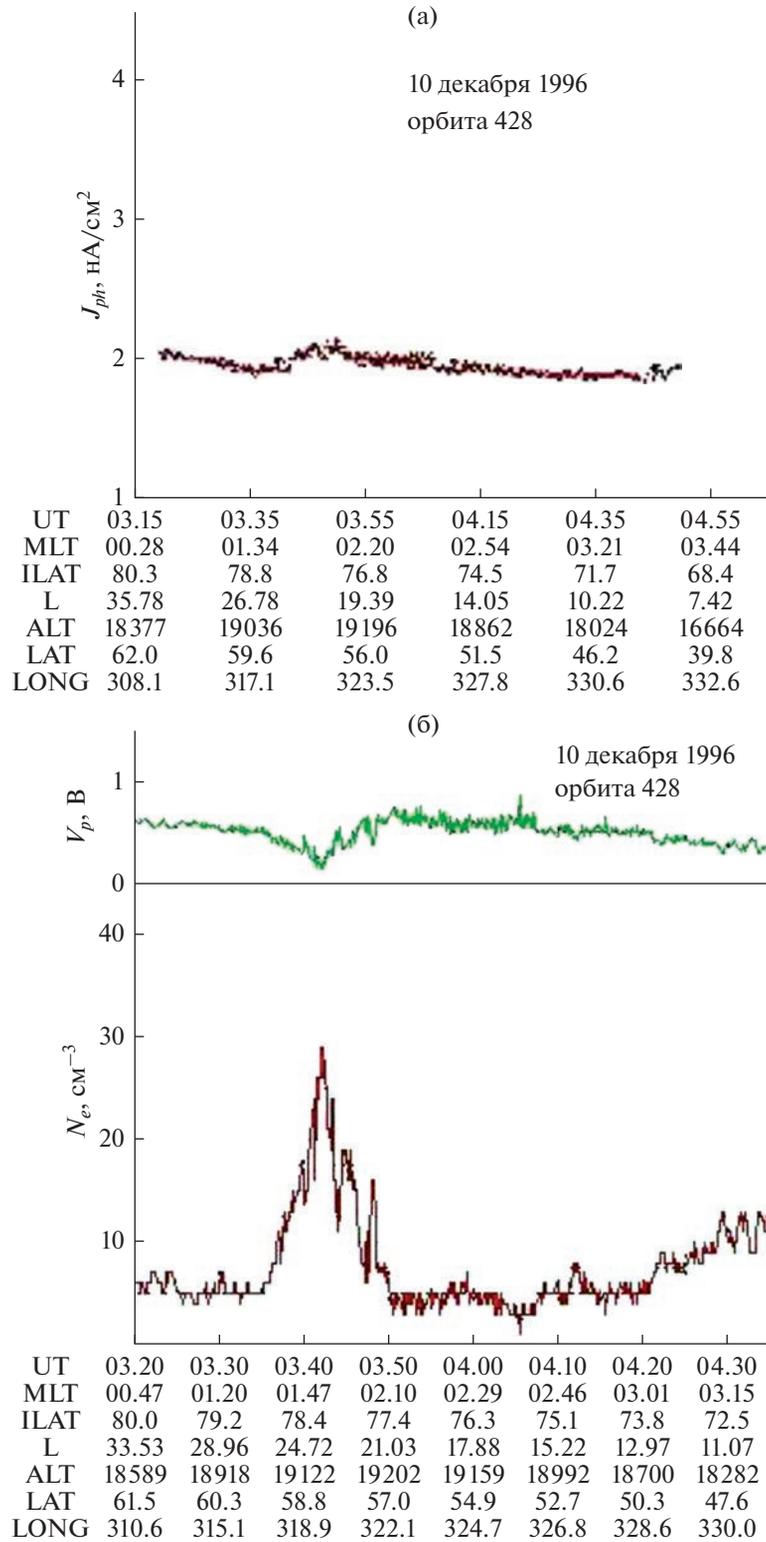
Статистическое исследование показывает, что потенциал *Интербол-2* имеет значения в основном 2–5 В, но орбиты, когда потенциал не превосходит в какой-то момент времени 5 В, составляют не более 50%.

В этой работе рассматриваются данные измерений потенциала *Интербол-2*, полученные с октября 1996 по март 1998 г. при низкой солнечной активности. Излучение в  $L_{\alpha}$  (1215 Å) за этот интервал времени увеличилось только на 10%. Этот период характеризуется слабой геомагнитной активностью: возмущения с  $K_p > 7$  не наблюдались, а с  $K_p = 7$  только 11 раз, а в среднем за цикл, согласно NOAA Space Weather Scales,  $K_p = 7$  реги-

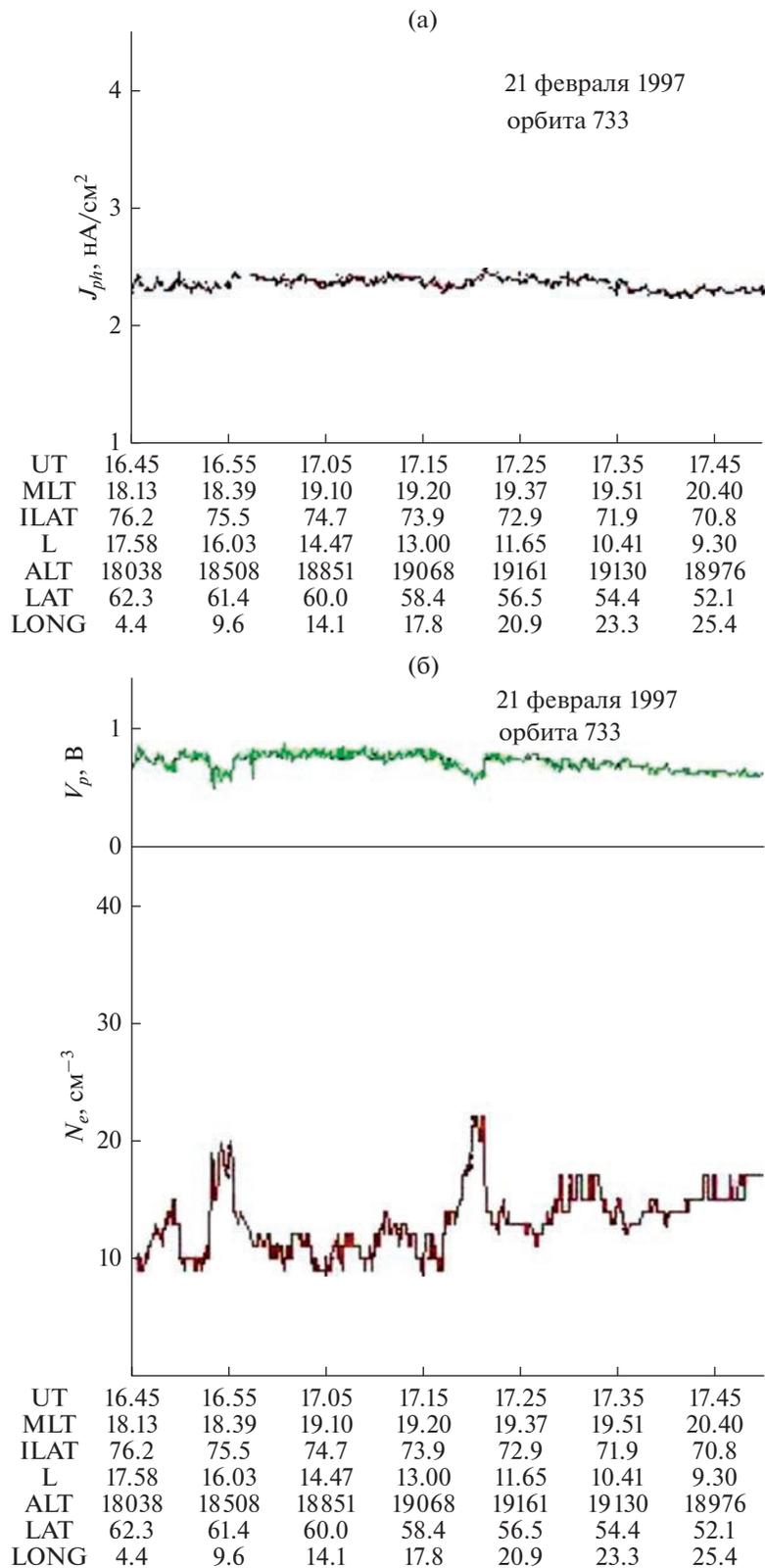
стрируются 200 раз. На основании этого можно сделать вывод, что анализируемые данные скорее характеризуют общие закономерности явлений в авроральной области на высотах 2–3 $R_E$ , чем эффекты, связанные с космической погодой. Предполагается, что в следующих работах будет представлен подробный анализ результатов.

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В БЛИЖНЕЙ 3–4 $R_E$ МАГНИТОСФЕРЕ

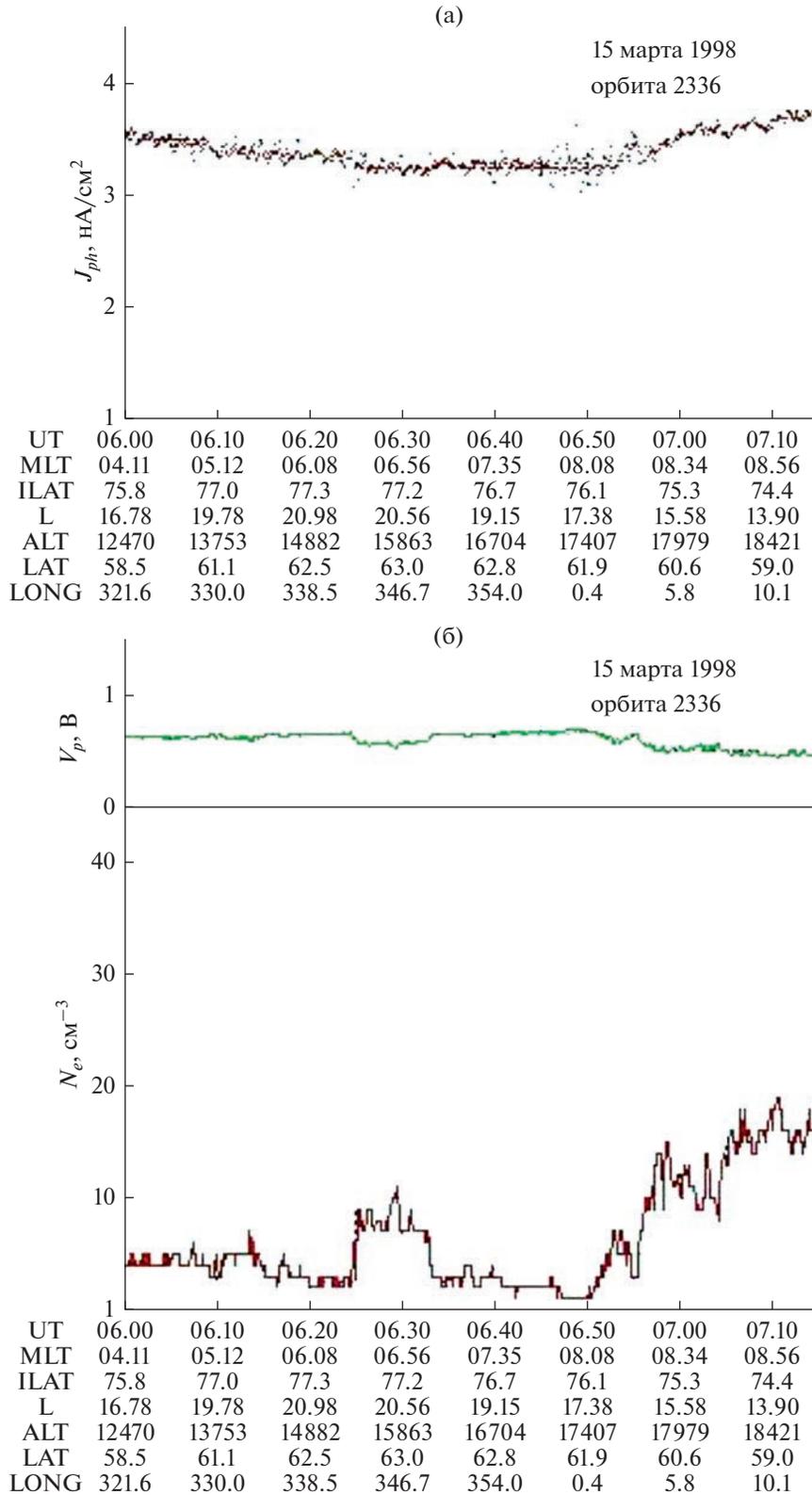
Обсудим оценки плотности электронов, полученные на основе измерений потенциала спутника относительно плазмы зондовыми приборами ИЭСП-2 и КМ-7. Для определения концентрации электронов применяется методика Педерсена, основанная на эмпирической модели, связывающей плотность фототока ( $J_{ph}$ , мкА м<sup>-2</sup>) и вели-



**Рис. 6.** Плотность фотоэлектронного тока на орбите 428 (а); плотность электронов плазмы (нижняя панель),  $V_p$ /ИЭСР-2 (верхняя панель) (б). *Интербол-2* находился в полярной шапке в интервале времени 03.20–04.40 UT, затем в авроральной зоне, индекс  $K_p = 3$ .



**Рис. 7.** Плотность фотоэлектронного тока на орбите 733 (а); плотность электронов плазмы (нижняя панель),  $V_p$ /ИЭСР-2 (верхняя панель) (б). *Интербол-2* находился в полярной шапке до 17.30 UT, затем в авроральной зоне, индекс  $K_p = 2$ .



**Рис. 8.** Плотность фотоэлектронного тока на участке орбиты 2336 (а); плотность электронов плазмы (нижняя панель),  $V_p$ /ИЭСР-2 (верхняя панель) (б). *Интербол-2* находился в полярной шапке 05.50–07.20 UT. Индекс  $K_p = 4$ , наблюдалась слабая вспышка В7.2 06.10–06.22 UT.

чину потенциала ( $V$ ;  $V > 0$ ) [1]. Эту модель можно записать в виде:

$$J_{ph}(V) = J_{ph0} [\exp(-V/2) + 0.0375 \exp(-V/7.5)], \quad (1)$$

где  $J_{ph0}$  – плотность фототока насыщения. В работе [1]  $J_{ph0} = 80$  мкА м<sup>-2</sup>. Если  $V < 0$ , то  $J_{ph}(V) = J_{ph0}$ ,  $V$  – потенциал спутника или зонда.

В работе [18] применялась модификация этой модели, так как на спутнике *S3-3* (англ. Swiss Space Systems) зонд был покрыт аквадагом, поэтому использовалось  $J_{ph0} = 18$  мкА м<sup>-2</sup> (согласно лабораторным измерениям). При оценивании плотности электронов на спутнике *Интербол-2* также используется модификация модели Педерсена, так как аппаратура позволяет оценить плотность фототока насыщения  $J_{ph0}$  на основе сопоставления одновременных измерений электрического потенциала спутника относительно плазмы зондовыми приборами ИЭСП-2 и КМ-7 [3]. Это существенно, так как фототок показывает большие вариации.

Фотоэмиссионные свойства магнитосферных космических аппаратов меняются со временем функционирования на орбите. В результате годичного пребывания спутника *Интербол-2* в космосе средняя плотность фотоэлектронного тока с его поверхности выросла приблизительно на 60% [17]. Потенциал *Интербола-2* имел положительные и отрицательные значения, но мы определяли концентрацию электронов окружающей плазмы только для положительного потенциала спутника.

Опишем процедуру определения плотности электронов на основе измерения электрического потенциала спутника *Интербол-2* зондовыми приборами ИЭСП-2 и КМ-7. Мы составляли уравнения баланса для спутника и зонда между токами электронов окружающей плазмы и фотоэлектронов, эмитированных освещенной поверхностью. *Интербол-2* имеет общую поверхность 40 м<sup>2</sup>, а освещаемую солнцем – 13.2 м<sup>2</sup>. В магнитосферных измерениях для приведения потенциала зонда к потенциалу окружающей плазмы в зонд направляется ток смещения, который учитывался в уравнении баланса токов для зонда. Плотность тока электронов плазмы  $J_e$  определяли по формуле, применимой для положительного потенциала:

$$J_e = (1 + eV/kT_e) N_e e (kT_e / 2\pi m_e)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $N_e$  и  $m_e$  – плотность электронов и масса электрона;  $k$  – постоянная Больцмана;  $e$  – заряд электрона;  $V$  – потенциал, причем в уравнении баланса  $V = V_s$  для спутника и  $V = V_p$  для зонда;  $V_s = V_p = U_{sp}$ , разность потенциалов между спутником и зондом, которая реально измеряется. При расчетах использовалось значение энергии электронов плазмы  $kT_e = 1$  эВ. В работе [2] было установ-

лено, что  $N_e$  почти не зависит от электронной температуры в диапазоне значений 1–100 см<sup>-3</sup>. Предполагалось, что фотоэмиссионные свойства зонда и спутника можно считать одинаковыми. Из работ [16, 19] известно, что потенциал зонда  $V_p$  зависит от солнечной активности и приблизительно имеет значение 2.5 В в максимуме и ниже в минимуме солнечной активности. *Интербол-2* функционировал в глубоком минимуме солнечной активности. Наш алгоритм определения  $N_e$  построен следующим образом:

- задаем  $V_p$  в интервале (0.01–1.5 В), тогда  $V_s = V_p + U_{sp}$ , которое используем в уравнении баланса для спутника;

- определяем концентрацию  $N_s$  и  $N_p$  из уравнений баланса для спутника и зонда соответственно;

- проводим итерации методом золотого сечения (*Golden Search Technique*) [20] для определения подходящего  $V_p$ , при котором  $N_s$  и  $N_p$  мало различаются.

## СРАВНЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ СПУТНИКА S3-3

Оценки плотности электронов, полученные на основе измерений зондовыми приборами на спутнике *Интербол-2*, дополняют результаты, проведенные на спутнике *S3-3*. Эти спутники функционировали в похожих геофизических условиях: *S3-3* был запущен летом 1976 г. в начале 21-го цикла солнечной активности, а *Интербол-2* – через три месяца после начала 23-го цикла. *S3-3* находился на полярной орбите (наклонение 97.5°) с перигеем 240 км и апогеем 8040 км, а *Интербол-2* – на орбите между перигеем 769 км и апогеем 19211 км (наклонение 62.8°). Плотность и температура плазмы на спутнике *S3-3* определялась по измерениям зонда Ленгмюра, который являлся частью волнового эксперимента и снимал ВА-характеристики. Параметры определялись с помощью подходящего подбора (*fitting procedure*) теоретической ВА-характеристики к экспериментальной, при этом учитывалась фотоэлектронная эмиссия. Отметим, что в работе [21], в которой проводится анализ измерений со спутника *S3-3*, для оценки плотности тока фотоэлектронов применялась более простая модель:

$$J_{ph}(V) = J_{ph0} \exp(-V_s/2.1), \quad (3)$$

где  $J_{ph0} = 18$  мкА м<sup>-2</sup> для спутника *S3-3*.

Для определения концентрации электронов на основе измерений потенциала *Интербола-2* по этой модели (3) получаются такие же результаты, как с применением модификации модели Педерсена для этого спутника.

### ПРИМЕРЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Плотность фотоэлектронного тока и концентрация электронов определялась на основе результатов измерений потенциала *Интербол-2* за период с октября 1996 по март 1998 г. в авроральной зоне магнитосферы на высотах  $2-3R_E$ . На рис. 2 и 4 демонстрируются совпадение вариаций измерений потенциала приборами ИЭСП-2 при токах смещения  $-72$  нА (орбиты 428 (10.XII.1996), 733 (21.II.1997)) и  $-110$  нА (орбита 2336 (15.III.1998)) и КМ-7 при токах смещения 153.6, 76.8, 38.4 нА. На рис. 6а, 7а и 8а показана плотность фотоэлектронного тока, которая определялась на основе сопоставления измерений потенциала  $U_{sp}$  зондовыми приборами ИЭСП-2 и КМ-7. Исползуется тот факт, что зонд КМ-7 защищен экраном от УФ-эмиссии, а зонды ИЭСП-2 нет. На рис. 6б, 7б и 8б на нижних панелях демонстрируется концентрация электронов, вычисленная на основе одновременных измерений  $U_{sp}$ /ИЭСП-2 и  $U_{sp}$ /КМ-7, а на верхних панелях значения потенциала зонда  $V_p$ /ИЭСП-2 (потенциал спутника  $V_s = V_p/\text{ИЭСП-2} + U_{sp}/\text{ИЭСП-2}$ ).

### ВЫВОДЫ

В работе рассматривается методика определения концентрации электронов на основе одновременного измерения потенциала спутника *Интербол-2* относительно плазмы зондовыми приборами ИЭСП-2 и КМ-7 в авроральной зоне ближней  $3-4R_E$  магнитосферы.

Концентрация электронов определялась этим методом только для положительного потенциала, так как в этом случае баланс токов осуществляется только между электронным током и фототоком. Плотность фотоэлектронного тока используется при оценивании концентрации электронов. Потенциал спутника *Интербол-2* имел положительные и отрицательные значения, причем на высотах более  $8000$  км  $\sim 75\%$  положительных значений.

Для определения концентрации электронов на основе измерений потенциала *Интербол-2* применяется простая модель:  $J_{ph}(V) = J_{ph0} \exp(-V_s/2.1)$ , где  $J_{ph0}$  определяется по данным измерений потенциала ИЭСП-2 и КМ-7;  $V_s$  — потенциал спутника.

Согласно нашим оценкам концентрация электронов в авроральной зоне  $3-4R_E$  магнитосферы находится в основном в пределах  $1-30 \text{ см}^{-3}$ .

Аналоги приборов ИЭСП-2 и КМ-7 следует повторить на других магнитосферных спутниках с апогеем  $3-4R_E$ .

За предоставление результатов измерения ВА-характеристик прибором КМ-7 авторы благодар-

ны В.В. Афонину и Я. Шмилауэру, ныне ушедшим из жизни.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pedersen A. Solar wind and magnetosphere plasma diagnostics by spacecraft electrostatic potential measurements // *Annales Geophysicae*. 1995. V. 13. P. 118–129.
2. Escoubet C.P., Pedersen A., Schmidt R. et al. Density in the magnetosphere inferred from ISEE-1 spacecraft potential // *J. Geophysical Research*. 1997. V. 102. Iss. A8. P. 17595–17609. <https://doi.org/10.1029/97JA00290>
3. Smirnova N.F., Stanev G. Determination of the photoelectron current density based on comparison between IESP-2 and КМ-7 probe measurements of the Interball-2 satellite // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2009. V. 49. Iss. 8. P. 1204–1207.
4. Bodnar L., Bouabdellah A., Perraut S. et al. INTERBALL (revised technical characteristics of the IESP experiment). Unpublished manuscript. 2001.
5. Perraut S., Roux A., Darrouzet F. et al. ULF wave measurements onboard the Interball Auroral probe // *Annales Geophysicae*. 1998. V. 16. Iss. 9. P. 1105–1116.
6. Stanev G.A., Petrunova M.N., Teodosiev D.K. et al. An Instrument for DC and AC electric and magnetic fields measurements aboard INTERCOSMOS Bulgaria 1300 Satellite // *Advances in Space Research*. 1983. V. 2. P. 43–47.
7. Теодосиев Д., Станев Г., Галев Г. и др. Сферические зонды для измерения электрических полей на спутнике *Интербол-2* в приборе ИЭСП-2М // *Космич. исслед.* 2000. Т. 38. № 6. С. 614–618 (*Cosmic Research*. P. 574–578).
8. Afonin V., Smilauer J. Experiment КМ-7 thermal plasma measurements in plasmasphere. INTERBALL: mission and payload. CNES-IKI-RSA. Toulouse, 1995. P. 309–312.
9. Kremnev R.S., Smirnov A.I., Gorkin S.S. Brief description of PROGNOZ-M2 spacecraft in the INTERBALL Project. INTERBALL: mission and payload. CNES-IKI-RSA. Toulouse. 1995. P. 76–80.
10. Безруких В.В., Бородкова Н.Л., Климов С.И. и др. Вариации потенциала космического аппарата на высокоэллиптических орбитах // *Космонавтика и ракетостроение*. 2003. Т. 30. № 1. С. 109–115.
11. Торкар К., Джезенски Г., Веселов М.В. и др. Измерение электрического потенциала спутника *Интербол-2* относительно плазмы и основанное на нем определение концентрации электронов // *Космич. исслед.* 1999. Т. 37. № 6. С. 644–653 (*Cosmic Research*. 1999. V. 37. № 6. P. 606–614).
12. Feuerbacher B., Fitton B. Experimental investigation of photoemission from satellite surface materials // *J. Applied Physics*. 1972. V. 43. Iss. 4. P. 1563–1571. <https://doi.org/10.1063/1.1661362>

13. *Grard J.* Properties of the satellite photoelectron sheath derived from photoemission laboratory measurements // *J. Geophysical Research*. 1973. V. 78. Iss. 16. P. 2885–2906.  
<https://doi.org/10.1029/JA078i016p02885>
14. *Pedersen A., Cattell C.A., Flthammar C.-G. et al.* Quasi-static electric field measurements with spherical double probes on the GEOS and ISEE satellites // *Space Science Reviews*. 1984. V. 37. P. 269–312.
15. *Schmidt R., Pedersen A.* Long-term behavior of photoelectron emission from the electric field double probe sensors on GEOS-2 // *Planetary and Space Science*. 1987. V. 35. Iss. 1. P. 61–70.  
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(87\)90145-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(87)90145-0)
16. *Pedersen A., Lybekk B., Andre M. et al.* Electron density estimations derived from spacecraft potential measurements on Cluster in tenuous plasma regions // *J. Geophysical Research*. 2008. V. 113. Art. № A07S33.  
<https://doi.org/10.1029/2007JA012636>
17. *Смирнова Н.Ф., Станев Г., Мулярчик Т.М.* Исследование фотоэмиссии на спутнике *ИНТЕРБОЛ-2* в магнитосфере при низкой солнечной активности // *Физика Солнца и околоземного космического пространства*: тр. Всероссийской конф. по солнечно-земной физике, посвященной 100-летию со дня рождения чл.-корр. РАН В.Е. Степанова. Иркутск, 16–21 сент. 2013. Иркутск: изд-во ИСЗФ СО РАН, 2013. С. 203–205.
18. *Kletzing C.A., Mozer F.S., Torbert R.B.* Electron temperature and density at high latitude // *J. Geophysical Research*. 1998. V. 103. Iss. A7. P. 14837–14845.
19. *Lybekk B., Pedersen A., Haaland S. et al.* Solar cycle variations of the Cluster spacecraft potential and its use for electron density estimations // *J. Geophysical Research*. 2012. V. 117. Art. № A01217.  
<https://doi.org/10.1029/2011JA016969.8>
20. *Химмельблау Д.* Эффективные методы одномерного поиска // *Прикладное нелинейное программирование*. М.: Мир, 1975. С. 50–58.
21. *Mozer F.S., Cattell C.A., Temerin M. et al.* The dc and ac electric field, plasma density, plasma temperature, and field-aligned current experiments on the S3-3 satellite // *J. Geophysical Research*. 1979. V. 84. Iss. A10. P. 5875–5874.  
<https://doi.org/10.1029/JA084iA10p05875>

УДК 533.95

## ВЛИЯНИЕ ИОНОВ КИСЛОРОДА НА ФОРМИРОВАНИЕ ТОНКОГО ТОКОВОГО СЛОЯ ГЕОМАГНИТНОГО ХВОСТА

© 2023 г. В. И. Домрин<sup>1</sup>, Х. В. Малова<sup>1,2,\*</sup>, В. Ю. Попов<sup>3,2,4</sup>, Е. Е. Григоренко<sup>2</sup>, Л. М. Зеленый<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>4</sup>Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

\**hmalova@yandex.ru*

Поступила в редакцию 01.11.2022 г.

После доработки 29.11.2022 г.

Принята к публикации 25.12.2022 г.

Тонкий токовый слой в хвосте магнитосферы Земли, имеющий характерную толщину от одного до нескольких протонных гирорadiусов, часто наблюдаются во время магнитосферных возмущений — суббурь, когда сравнительно толстая токовая конфигурация в хвосте сужается до предельно малой толщины, а затем может спонтанно разрушаться. Процесс разрушения, как правило, сопровождается активными процессами: ускорением и нагревом плазмы, генерацией переменных электрических полей и магнитогиродинамических волн. В настоящей работе развита и исследована модель формирования тонкого токового слоя, в котором, наряду с протонами, присутствуют однозарядные ионы кислорода, поступающие из ионосферы в токовый слой хвоста в магнитоактивные периоды. Целью моделирования является изучение закономерностей образования равновесного тонкого токового слоя в плазме, состоящей из двух сортов ионов, и исследование его структуры. Показано, что равновесная конфигурация может иметь особенности. В частности, если в системе присутствуют только протоны или только тяжелые ионы, то формируется одномасштабное токовое равновесие, определяемое частицами, движущимися вдоль квазиadiaбатических траекторий. При формировании токового слоя в плазме, состоящей из смеси протонов и ионов кислорода в сопоставимых концентрациях, с большой вероятностью образуется токовый слой, в котором носителями тока являются тяжелые ионы, а траектории протонов хаотизируются и вносят отрицательный вклад в ток, благодаря чему профиль плотности тока становится расщепленным с минимумом в центре и максимумами на периферии слоя. Полученные результаты могут быть полезными для интерпретации данных наблюдений в хвосте магнитосфере Земли.

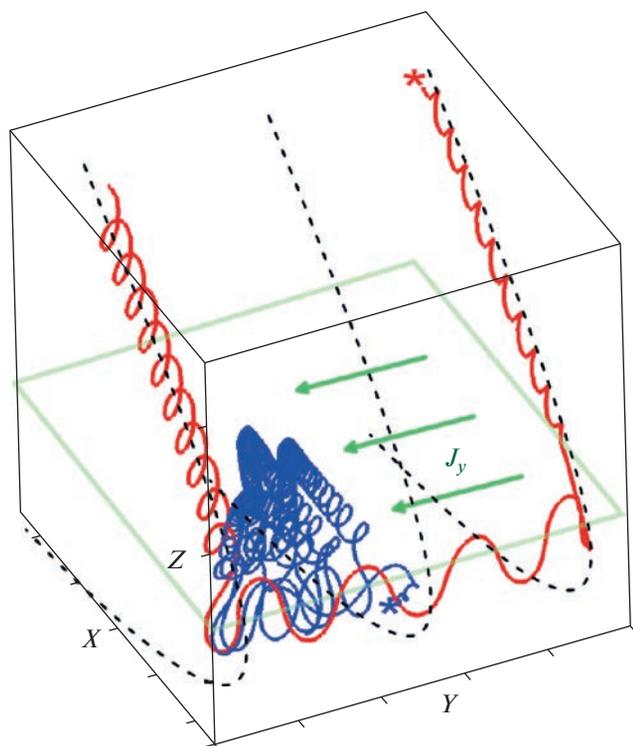
DOI: 10.31857/S0023420622600271, EDN: BVIGWS

### ВВЕДЕНИЕ

Благодаря обтеканию магнитосферы Земли сверхзвуковым потоком плазмы солнечного ветра с вмороженным магнитным полем, она сильно поджата на дневной стороне и вытянута в форме хвоста кометы на ночной стороне [1, 2]. Хвост магнитосферы в низкоширотной части разделен на две примерно симметричные части (так называемые доли) токовым слоем (ТС) плоской формы, в его окрестности плотность плазмы выше, чем в долях. Плоскость симметрии ТС, называемая нейтральной плоскостью, разделяет магнитные потоки противоположного направления. В спокойной невозмущенной магнитосфере толщины токового и плазменного слоев сопоставимы и составляют порядка нескольких десятков тысяч километров. Однако во время геомагнитных возмущений (суббурь), вследствие накопле-

ния магнитного потока в хвосте, ТС сильно сжимается, его толщина достигает предельно малой величины порядка одного или нескольких гирорadiусов протонов, т.е. примерно от 200 до 2000 км; также происходит усиление электрического поля поперек хвоста [3–6].

Предельно тонкий токовый слой (ТТС) играет важную роль энергетического резервуара, в котором накапливается магнитная энергия, переносимая из солнечного ветра. Ее избыток может высвобождаться вследствие развития тиринг-неустойчивости (разрывной), приводящей к локальному распаду ТС и трансформации накопленной свободной энергии в энергию нагретых потоков плазмы, распространяющихся в высокие широты вдоль силовых линий магнитного поля [7–10]. Теоретические представления о хвосте магнитосферы Земли и его роли возникли практически одновре-



**Рис. 1.** Две траектории протонов, рассчитанные в простой аналитической модели ТТС, где магнитное поле задавалось как  $\mathbf{V} = \{B_0 \operatorname{tg} h(z/L), 0, B_z\}$  в стандартной геоцентрической солнечно-магнитосферной системе координат GSM. Пролетная траектория обозначена красным цветом, захваченная – синим. Точки запуска частиц обозначены звездочками соответствующих цветов (красная звездочка соответствует протону, запущенному из северного полушария, синяя – из южного). До достижения нейтральной плоскости  $\{XY\}$  пролетная частица совершает гировращение вдоль магнитных силовых линий, показанных штриховыми черными линиями. Захваченная частица многократно возвращается в токовый слой. Плоскость токового слоя обозначена зеленым цветом. Зелеными стрелками показано направление вектора плотности тока в ТТС.

менно с его открытием. Первые модели токового слоя были аналитическими и описывали его в рамках кинетического рассмотрения. Примером является известная одномерная модель Харриса [11], в которой нормальная (поперечная к слою) компонента магнитного поля не учитывалась. В других моделях (например, в публикациях [12–14]), она учитывалась, и такие токовые равновесия были двумерными. В них давление плазмы считалось изотропным, а профили плотности плазмы повторяли профили плотности тока [15].

Во время магнитосферных суббурь спутниками *CLUSTER* были зарегистрированы тонкие токовые слои на расстояниях порядка 9–12 $R_E$  в хвосте магнитосферы Земли (например, обзор [2]). Стало ясно, что для их описания непригодны старые модели плазменных равновесий, которые хо-

рошо описывали сравнительно толстый ТС хвоста с замагниченной плазмой, характерный для спокойных геомагнитных периодов.

Основными свойствами тонких токовых слоев оказались следующие: 1) предельно малая толщина порядка одного или нескольких протонных (иногда электронных) гирорадиусов; 2) многомасштабность; 3) вложенность, при которой несколько токовых слоев с разными толщинами и разными носителями тока вложены один в другой [16–18]; 4) обогащение ТС ионосферными ионами кислорода во время магнитосферных суббурь, когда плотность тяжелых ионов может сравниться или даже превышать плотность протонов в хвосте [19, 20]; 5) метастабильность, означающая, что ТТС могут достаточно долго существовать в устойчивом состоянии, а потом спонтанно разрушаться (обзор [10]).

Проведенные теоретические исследования показали, что динамика протонов и электронов в ТТС различна [2, 21, 22]. Так, для электронов масштаб магнитной неоднородности токового слоя (с толщиной  $L \sim 500\text{--}4000$  км) намного превышает масштабы их гировращения. Поэтому популяция электронов в ТТС, как правило, является замагниченной [21, 22]. В отличие от электронов, ионы размагничиваются при входе в нейтральную область ( $z \approx 0$ ), описывают полуокружность в нормальном к ТТС поле  $B_z$ , затем снова замагничиваются и уходят от нейтральной плоскости, как это показано на рис. 1 (красная траектория), или возвращаются к ТС и пересекают его многократно (синяя траектория).

Динамика пролетных протонов, называемая квазиadiaбатической, детально рассмотрена в работах [23, 24]. При движении таких частиц их инварианты движения  $I_z = (2\pi)^{-1} \oint p_z dz$  ( $p_z$  – обобщенный импульс;  $z$  – координата) приблизительно сохраняются, однако в момент смены типов движения без пересечения и с пересечением нейтральной плоскости происходят скачки инвариантов, величины которых  $\Delta I_z$  много меньше самих инвариантов. Для захваченных частиц величины скачков  $\Delta I_z$  оказываются порядка  $I_z$ . Благодаря приближенному сохранению инвариантов движения пролетные частицы покидают токовый слой без рассеяния, после однократного прохождения через слой, и каждая из них переносит элементарный ток в направлении оси  $Y$ . Захваченные частицы, многократно пересекая ТС, испытывают множественные скачки квазиadiaбатических инвариантов, вследствие этого их движение хаотизируется; переносимый ими локальный ток оказывается ненулевым, хотя полный ток всегда близок к нулю. Кроме того, траектории захваченных ионов при движении с пересечением нейтральной области сильно петляют,

как видно на рис. 1. Из-за этой особенности создаваемый ими локальный ток отрицателен в окрестности нейтральной плоскости  $z = 0$  и положителен на периферии слоя [25, 26].

Таким образом, оказывается, что основными носителями тока в ТТС являются пролетные ионы [2, 21]. В некотором диапазоне параметров системы дрейфовые электронные токи также могут вносить вклад в общую плотность тока [21, 22], но этот вклад может быть невелик по сравнению с ионным, поэтому в настоящей модели эффекты, связанные с электронной популяцией, не рассматриваются.

В тонких слоях плотность тока может иметь большое разнообразие профилей. Так, например, были зарегистрированы слои с двумя или тремя максимумами плотности тока. Встречаются характерные “овершуты” магнитного поля, т.е. локальные максимумы тангенциальной магнитной компоненты  $B_x$  на краях слоя в сочетании с расположенными рядом минимумами (см. [2, 17, 27] и ссылки там же). Подобные многомасштабные вложенные токовые конфигурации, с одной стороны, плохо описываются в рамках изотропных моделей [12–14]. С другой стороны, возможны противоположные ситуации, когда в спутниковых наблюдениях их многомасштабная структура не просматривается, вопреки известному многокомпонентному составу плазмы. В целом, причины появления подобных эффектов не всегда ясны, данный вопрос рассмотрен, например, в работе [28] и требует дальнейшего исследования.

В настоящей работе, с помощью построенной численной модели, исследуется эволюция токового слоя в хвосте магнитосферы Земли (результаты применимы также к хвостам магнитосфер других планет) и проводится анализ его структуры в плазме, состоящей из протонов  $p^+$  и тяжелых однократно ионизированных ионов кислорода  $O^+$ .

## 1. МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ ДВУХКОМПОНЕНТНОГО ТОКОВОГО СЛОЯ

### Основные предположения модели

Детальное описание модели эволюции ТТС было выполнено в более ранних работах [29, 30]. В настоящей работе эта модель обобщена и исследована для двухкомпонентного состава плазмы в хвосте магнитосферы Земли. Токовый слой рассматривается в солнечно-магнитосферной системе координат, где ось  $X$  направлена от центра Земли на Солнце, ось  $Z$  — с юга на север вдоль магнитного диполя (наклоном магнитной оси пренебрегаем), ось  $Y$  — с утра на вечер. Предполагается, что ТТС однороден в плоскости  $XU$  и симметричен относительно центральной плоскости  $z = 0$ , причем толщина ТТС много меньше его раз-

меров в  $X$  и  $Y$  направлениях. Для описания данной конфигурации используется одномерная численная модель ТТС, в которой все характерные величины зависят только от поперечной координаты  $z$  при  $z < Z_0$ . Граница области моделирования  $Z_0$  выбрана так, что ее толщина значительно превосходит толщину исходного толстого слоя  $Z_0 \gg L_0$ .

В слое в  $Y$ -направлении течет электрический ток, который генерирует тангенциальное магнитное поле в  $X$ -направлении

$$B_x(z) = B_0 \operatorname{tgh}(z/L_0). \quad (1)$$

По разные стороны от центральной (или нейтральной) плоскости  $z = 0$  оно имеет противоположные направления. В нейтральной плоскости его напряженность обращается в нуль, а на краях токового слоя достигает максимального значения  $B_0 = 25$  нТл. В модели учтена также нормальная компонента магнитного поля  $B_z \ll B_0$ , которая считается постоянной, не зависящей от плотности тока и от координат. В процессе эволюции системы в слое генерируется электрическое поле, которое вычисляется самосогласованно и учитывается в уравнениях движения частиц.

В начальный момент времени модель включает в себя равновесный одномерный (зависящий только от поперечной к слою координаты  $z$ ) токовый слой, состоящий из популяции горячих протонов с энергиями  $T = 10$  кэВ, а также относительно холодного плазменного фона с температурой  $T_p = 1$  кэВ, поддерживаемого популяциями протонов и однозарядных ионов кислорода (массой  $M$ ). Горячие протоны образуют слой Харриса, где концентрация частиц зависит только от  $z$ :

$$n(z) = N_0 \cosh^{-2}(z/L_0). \quad (2)$$

Здесь  $N_0$  — концентрация протонов в центральной плоскости;  $L_0$  — толщина слоя. Протоны имеют максвелловское распределение по скоростям, сдвинутое вдоль  $Y$  на величину потоковой (дрейфовой) скорости  $V_{sh}$ ,

$$f(v, 0) = \frac{n(z)}{(\sqrt{\pi}v_T)^3} \exp\left\{-\frac{v_x^2 + v_z^2 + (v_y - V_{sh})^2}{v_T^2}\right\}. \quad (3)$$

Использованы обозначения:  $v_T = \sqrt{2T/m_p}$  — тепловая скорость горячих протонов;  $m_p$  — масса протона;  $V_{sh}$  — дрейфовая скорость в слое Харриса, связанная с толщиной слоя  $L_0$  и магнитным полем  $B_0$  соотношением

$$L_0 = \sqrt{\frac{T}{2\pi N_0 e V_{sh}}} = \frac{v_T}{\Omega_0 V_{sh}} = \frac{\rho_p}{U_{sh}}, \quad (4)$$

где  $\Omega_0 = eB_0/m_p c$  – гирочастота протона,  $\rho_p = v_T/\Omega_0$  – его ларморовский радиус,  $U_{sh} = V_{sh}/v_T$ . Фоновые протоны имеют однородную концентрацию  $n_p$ , не зависящую от  $z$ . Относительные концентрация и температура фоновых ионов кислорода задаются параметрами  $v_{ox}$  и  $T_{ox}$  ( $v_{ox} = n_{ox}/n_p$ ,  $T_{ox} = T_{O^+}/T_p$ ), которые варьировались для изучения разных токовых равновесий. Координаты и скорости частиц слоя Харриса и фоновой плазмы инициализируются с помощью генератора случайных чисел.

В целом, основные изучаемые в модели эффекты касаются формирования токовых слоев, носителями тока в которых являются протоны и/или ионы кислорода  $O^+$ . Еще раз подчеркнем, что в наблюдательных данных на фоне сильных ионных токов электронные токи могут быть пренебрежимо малыми [28]. Так, в исследованиях спутников *CLUSTER* доля регистрируемых токов электронного масштаба (порядка сотен километров) была существенно меньше доли ионных токов, толщины которых порядка нескольких тысяч км [17]. Они могут быть существенными перед началом пересоединения в ТТС и вблизи  $X$ -линий. Роль электронных токов в структуре и динамике сверхтонких ТС сегодня является предметом интенсивных исследований благодаря современным спутниковым миссиям с высоким пространственным разрешением (работы [22, 31–33], и ссылки там же).

### Основные уравнения модели

Для описания эволюции системы мы пользуемся моделью, изложенной детально в работах [29, 30], основанной на методе крупных частиц (или макрочастиц). При таком подходе наблюдают за движением не самих ионов (в нашем случае протонов или ионов кислорода), а за большими группами близко расположенных друг к другу в фазовом пространстве частиц, образующих макрочастицы конечного размера [34, 35], форма которых описывается функцией (ядром)  $R(z)$ . При исследовании реальных явлений вводится коэффициент укрупнения частиц  $G$ , который соответствует количеству физических частиц в одной макрочастице. Заряд каждой макрочастицы равен заряду электрона  $e$ , умноженному на коэффициент ее укрупнения, а масса, соответственно, – массе протона  $m$  или иона кислорода  $M$ , большей массы протона в  $\mu_{ox} = M/m = 16$  раз.

Частицы движутся в электрическом и магнитном полях. Их скорости и координаты вдоль  $x$  и  $z$  находятся из уравнений движения Ньютона под действием силы Лоренца.

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} &= \frac{e_i}{m_i} \mathbf{E} + \frac{e_i}{m_i c} [\mathbf{V}_i \mathbf{B}] \\ \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} &= \mathbf{V}_i, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $c$  – скорость света;  $e_i$  и  $m_i$  – соответственно заряд и масса частицы ( $i$  – номер частицы). Скорости частиц  $V_{yi}$  можно определить из закона сохранения  $Y$ -компоненты обобщенного импульса:

$$P_{yi} = m_i V_{yi} - (e_i/c) A_{yi}. \quad (6)$$

Здесь  $A_{yi}$  –  $y$ -компонента векторного потенциала в том месте, где находится частица ( $\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A}$ ).

В области моделирования (ОМ) на границе  $z = 0$ , совпадающей с нейтральной плоскостью, вследствие симметрии задачи в северном и южном полушариях, используется условие зеркального отражения частиц. Это значит, что если в какой-то момент времени  $z$ -координата частицы становится отрицательной, то ее значение, а также скорость частицы  $v_z$  заменяются на противоположные по знаку величины. При своем движении частицы могут выходить за пределы области моделирования (ОМ), пересекая границу  $Z_0$ . Вдали от токового слоя частицы замагничены. Они движутся по спиральным траекториям вокруг силовых линий; некоторые из них, в процессе вращения, могут снова попасть в ОМ. Для описания возврата частиц выделим сравнительно узкую область вблизи  $Z_0$  ( $Z_0 < z < Z_1$ ) и предположим, что в этой области частицы движутся в однородных (не зависящих от координаты  $z$ ) электрическом и магнитном полях с напряженностями, равными напряженностям соответствующих полей на границе  $Z_0$ . Если в какой-то момент времени частицы пересекают границу  $Z_1$ , то они считаются выбывшими из процесса эволюции. При пересечении границы  $Z_0$  частицы снова возвращаются в ОМ и участвуют в эволюции системы.

В модели следующим образом решена задача с конвекцией фоновой плазмы. Так, используется дополнительная область, прилегающая к ОМ, заполненная фоновой плазмой. Вследствие ускорения частиц вдоль оси  $X$  в системе появляется индукционное электрическое поле  $E_y$ , которое нарастает с течением времени. Занятая им область расширяется, достигает границы ОМ, а затем выходит за ее пределы, в область с фоновой плазмой. Под действием индукционного поля и нормальной компоненты магнитного поля фоновая плазма дрейфует к центральной плоскости ТС, тем самым организуется ее непрерывная конвекция в ОМ [29, 30].

Самосогласованные электрическое и магнитное поля описываются уравнениями Максвелла в

дарвиновском или безизлучательном приближении [36]:

$$\begin{cases} \text{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}, \\ \text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\mathbf{B}}{dt}, \end{cases} \quad (7)$$

где электрический ток  $\mathbf{J} = \{0, J, 0\}$  и индуцированное электрическое поле  $\mathbf{E} = \{0, E, 0\}$  направлены вдоль оси  $Y$ . Крупномасштабное электрическое поле конвекции в модели не учитывается.

Векторный потенциал в  $Y$ -направлении включает два слагаемых:

$$A_y(z_i) = a(z_i) + B_z x_i. \quad (8)$$

Первое слагаемое  $a(z_i)$  обусловлено движением частиц вдоль оси  $Z$ ; а второе — действием нормальной компоненты магнитного поля  $B_z$  при движении частиц вдоль  $X$ . Для первого слагаемого в компоненте векторного потенциала (8) справедливо уравнение, следующее из системы уравнений (7):

$$\frac{d^2 a(z, t)}{dz^2} = -\frac{4\pi}{c} J(z, t). \quad (9)$$

Уравнение (9) дополняется двумя граничными условиями. Первое из них следует из симметрии задачи и заключается в том, что на границе области моделирования  $z = 0$  тангенциальная компонента магнитного поля обращается в нуль. В качестве условия на второй границе ОМ берется сумма значения векторного потенциала на этой границе на предыдущем шаге и произведения среднего значения электрического поля, индуцируемого системой в окрестности этой границы (на самой границе и в двух соседних узлах), на величину шага по времени [29, 30].

Электрический ток  $J$  в уравнениях (7) создается движением протонов и ионов кислорода вдоль  $Y$ , что в численной модели записывается следующим образом:

$$J(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^{\Gamma^{(OM)}} \left\{ e_i^{p+} V_{yi}^{p+}(\mathbf{r}_i^{p+}(t)) R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i^{p+}(t)) + e_i^{o+} V_{yi}^{o+}(\mathbf{r}_i^{o+}(t)) R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i^{o+}(t)) \right\}. \quad (10)$$

Здесь  $e_i^\alpha$  — электрический заряд макрочастиц сорта  $\alpha = p^+, o^+$ ;  $V_{yi}^{(\alpha)}$  — скорость макрочастицы с номером  $i$ ;  $R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i^\alpha(t))$  — сеточное ядро, которое аппроксимирует ток, создаваемый макрочастицей с координатами  $\mathbf{r}_i^\alpha(t)$  в узлах сетки  $\mathbf{r}$  [34]. Суммирование проводится по всем макрочастицам  $\Gamma^{(OM)}$  в области моделирования.

Для численной реализации рассматриваемой модели удобно перейти к безразмерным переменным. Ниже все характерные переменные нормированы на величины, относящиеся к исходному состоянию. Используем безразмерные координаты  $\xi = x/L_0$ ,  $\zeta = z/L_0$ , нормированные на характерную толщину ТС Харриса. Магнитное поле  $\mathbf{b}$  нормировано на значение тангенциальной компоненты магнитного поля на краях слоя  $B_0$  (т.е.  $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B_0$ ). Время в наших переменных составляет долю, равную  $\tau = 0.1 \cdot \Omega_0 t$  от циклотронного периода протона массой  $m_p$  в поле  $B_0$ , где гирочастота частицы есть  $\Omega_0 = eB_0/m_p c$ . В этих переменных безразмерная скорость частицы определяется выражением  $\mathbf{v}_i = \frac{\mathbf{V}_i}{v_T} V_{sh}$ , где  $V_{sh}$  — дрейфовая

скорость в слое Харриса, а  $v_T$  — тепловая скорость “горячего” протона в слое Харриса. Нормированный обобщенный импульс частицы равен  $P_i' = \frac{P_i}{m_i v_T} V_{sh}$ , а безразмерный векторный потенциал имеет вид  $A_i' = A_i/L_0 B_0 = \alpha_i + \frac{x_i}{L_0} b_z$

( $\alpha_i = a_i/B_0 L_0$ ,  $b_z = B_z/B_0$ ).

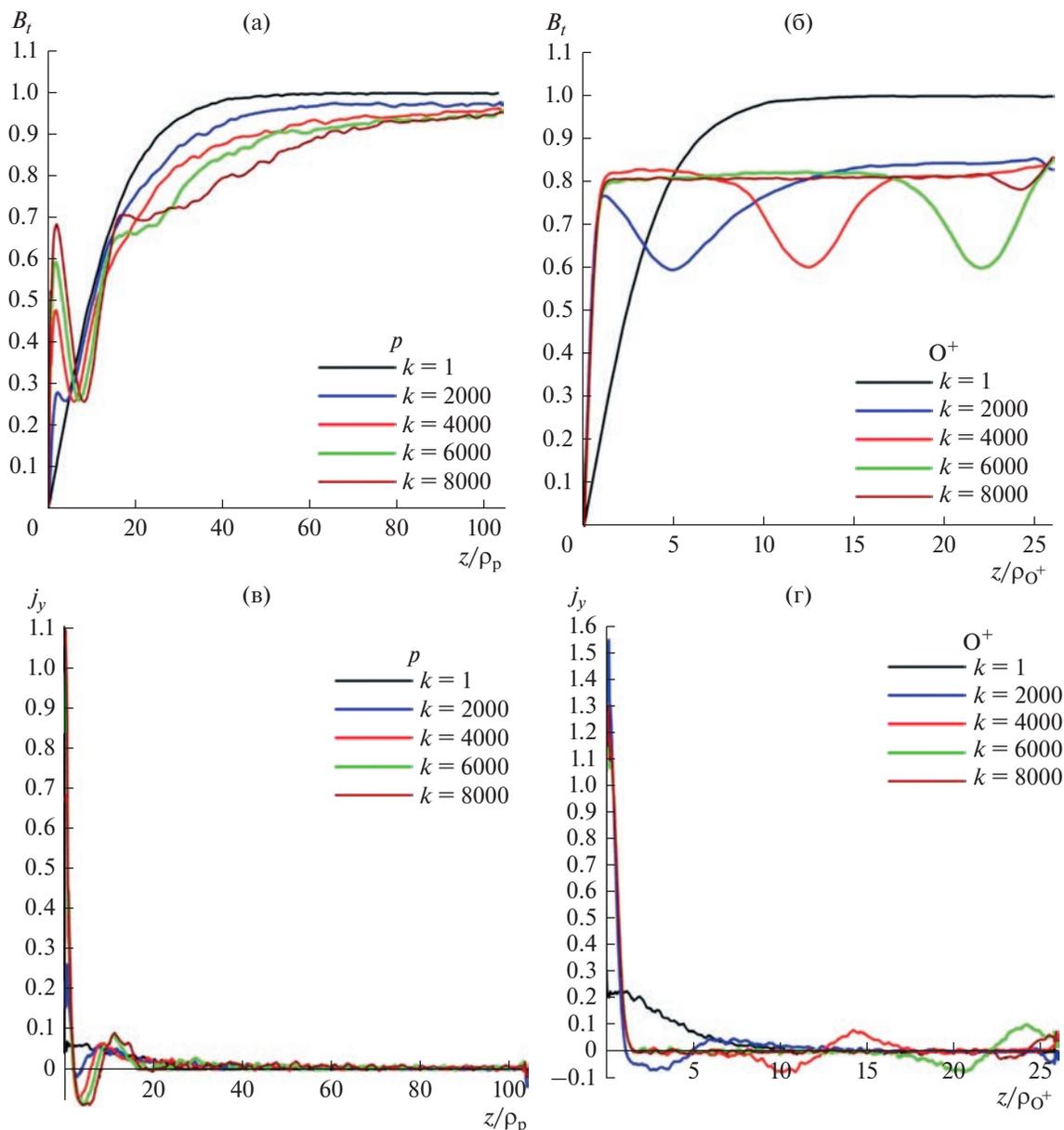
Безразмерная плотность электрического тока, таким образом, определяется выражением:

$$j(\mathbf{r}, t) = e \sum_{i=1}^{\Gamma^{(OM)}} \left\{ v_{yi}^{p+} R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{yi}^{p+}(t)) + v_{ox} v_{yi}^{o+} R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{yi}^{o+}(t)) \right\}, \quad (11)$$

в котором  $e$  — заряд протона;  $v_{yi}$  — безразмерная скорость протона или иона кислорода;  $v_{ox} = n_{ox}/n_p$  — отношение плотностей фоновых ионов кислорода и фоновых протонов. В рамках приближения Дарвина, вычислив ток, можно найти векторный потенциал и поля (5), генерируемые в системе. Решение уравнений (5)–(11) позволяет исследовать влияние как протонов, так и однозарядных ионов кислорода на процесс формирования токового слоя в космической плазме.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Для начала сравним результаты эволюции токового слоя и структуры равновесной токовой конфигурации в плазме, состоящей только из протонов или только из ионов кислорода. С этой целью нами проведено численное моделирование эволюции и формирования равновесного токового слоя. В обоих случаях была выбрана область моделирования, которая имела одни и те же пространственные размеры для всех расчетов, а для вычислений рассматривалось одно и то же количество макрочастиц. Исходный слой Харриса со-

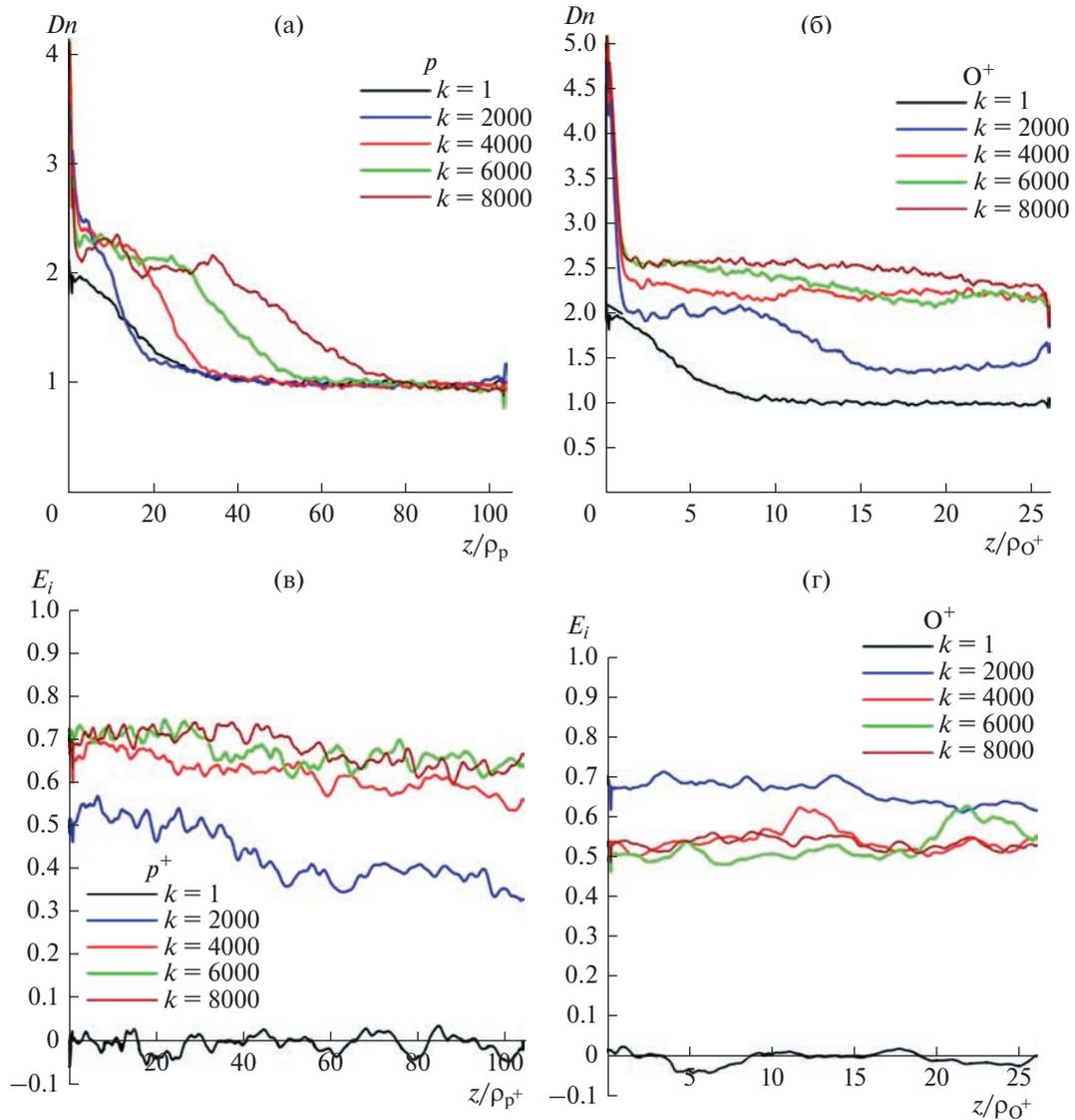


**Рис. 2.** Профили величин, характеризующих структуру токового слоя: тангенциальной  $X$ -компоненты магнитного поля (а, б) и плотностей тока (в, г) в чисто протонном ТС (левый столбец панели рисунков) и в чисто кислородном ТС (правый столбец) в моменты времени  $k = 1, 2000, 4000, 6000, 8000$ . Оси абсцисс для этих расчетов нормированы на соответствующие ларморовские радиусы протонов  $p^+$  (левая панель) и ионов кислорода  $O^+$  (правая панель) на краях токового слоя.

стоял из 50 тыс. макрочастиц. Температуры харрисовских частиц были выбраны одинаковыми и равными 10 кэВ (что соответствует их энергиям в хвосте магнитосферы Земли), а температуры фоновых частиц были взяты в десять раз ниже. Температуры протонов  $T_{pr}$  и ионов кислорода  $T_{ox}$  задавались одинаковыми в расчетах ( $T_{pr} = T_{ox} = 1$ ). Размер области моделирования был равен шести полутолщинам  $L$  исходного слоя Харриса. Моде-

лирование выполнялось за  $k_{max} = 8000$  шагов по времени. Нормированный временной шаг  $k$  составлял 0.1 циклотронного периода  $2\pi/\Omega_i$ , который для протонов равен  $\sim 16.5$  с, а для ионов кислорода — 264.4 с. Исследовалась зависимость процесса формирования ТС от концентраций протонов или тяжелых ионов и их температур.

В левом столбце рис. 2 показаны безразмерные профили тангенциальной компоненты магнит-



**Рис. 3.** Профили плотности плазмы (а, б) и величины электрического поля (в, г), в чисто протонном (левый столбец панели) и в чисто кислородном (правый столбец) токовых слоях. Параметры расчетов и нормировки осей соответствуют рис. 2.

ного поля  $B_t(z)$  (а) и плотности тока  $j_y(z)$  (б) для протонного токового слоя в моменты времени  $k = 1, 2000, 4000, 6000, 8000$ . В правом столбце показаны аналогичные профили токового слоя в плазме с тяжелыми ионами: тангенциальная магнитная компонента  $B_t(z)$  (в) и плотность тока  $j_y(z)$  (г). К моменту времени  $k = 8000$  квазистационарные решения в обоих случаях устанавливались, и расчеты останавливались. Сравнение профилей магнитного поля показывает, что процессы эволюции и установления ТС в плазме, содержащей протоны или тяжелые ионы, имеют сходства, и различия. Так, на рис. 2а, в можно видеть, как проходит процесс формирования очень

тонкого протонного токового слоя толщиной порядка двух протонных гирорадиусов (в начале эволюции в момент времени  $k = 1$  сравнительно широкий харрисовский ТС показан черной линией, в конечный момент времени  $k = 8000$  – коричневой) с узким и интенсивным максимумом, причем на краях ТС сильные диамагнитные токи приводят к образованию локального минимума магнитного поля. Траекторный анализ показывает, что вблизи токового слоя замагниченные частицы, действительно, дрейфуют в отрицательном направлении по  $Y$ . Формирование кислородного токового слоя на рис. 2б сопровождается волнообразным перемещением области диамагнитных токов (овершута) от нейтральной плоско-

сти к периферии токового слоя. Влияние этих токов приводят к уменьшению величины тангенциального магнитного поля на его краях.

Рис. 3 демонстрирует установление во времени профилей плотности плазмы (а, б) и величины электрического поля (в, г) протонного и кислородного токовых слоев, характеристики которых показаны на рис. 2. На профилях плотности плазмы видно, что в области установившегося тонкого токового слоя наблюдается резкое возрастание, примерно в два раза, плотности плазмы. Хорошо видна двухмасштабная вложенная структура плотности протонов — вокруг тонкого пика располагается более широкий и низкий максимум плотности частиц. На профилях кислородного слоя максимумы плотности плазмы гораздо более широкие. Профили напряженности электрического поля позволяют сделать выводы о временах установления стационарных состояний в слоях. В какой-то момент времени электрическое поле выходит на примерно постоянное значение, тогда эволюция системы прекращается, и можно говорить об установлении квазистационарной конфигурации. За  $k \sim 4000$  временных шагов электрическое поле протонного ТС выходит на постоянное значение, равное примерно 0.65–0.7 (рис. 3в, г). В слое из ионов кислорода стационарное значение устанавливается на более низком уровне  $\sim 0.5$  за  $k \approx 2500$  временных шагов, т.е. эволюция кислородного слоя завершается быстрее, чем у слоя из одних протонов.

Ранее было показано, что узкий положительный пик плотности тока в нейтральной плоскости ТТС поддерживается частицами на размагниченных (квазиadiaбатических) участках траекторий [23]. Многомасштабная структура ТС может быть обусловлена одновременным существованием в системе квазиadiaбатических пролетных частиц (носителей тока) и квазизахваченных частиц (полный ток которых близок к нулю, хотя локальный ток — ненулевой), как это можно видеть на рис. 3а, б. Плотности плазмы и электрического тока в обоих слоях примерно равны по порядку величины. Толщины обоих токовых слоев составляют порядка гирорадиуса токонесущих частиц. Таким образом, установившийся кислородный слой примерно в четыре раза шире протонного слоя вследствие того, что гирорадиусы тяжелых ионов соотносятся с протонными как квадратный корень из отношения их масс:  $\rho_{ox}/\rho_p \sim \sqrt{M_{ox}/m_p} \approx 4$ . Напряженности магнитного и электрического полей в кислородном слое устанавливаются на более низком уровне, чем в протонном слое.

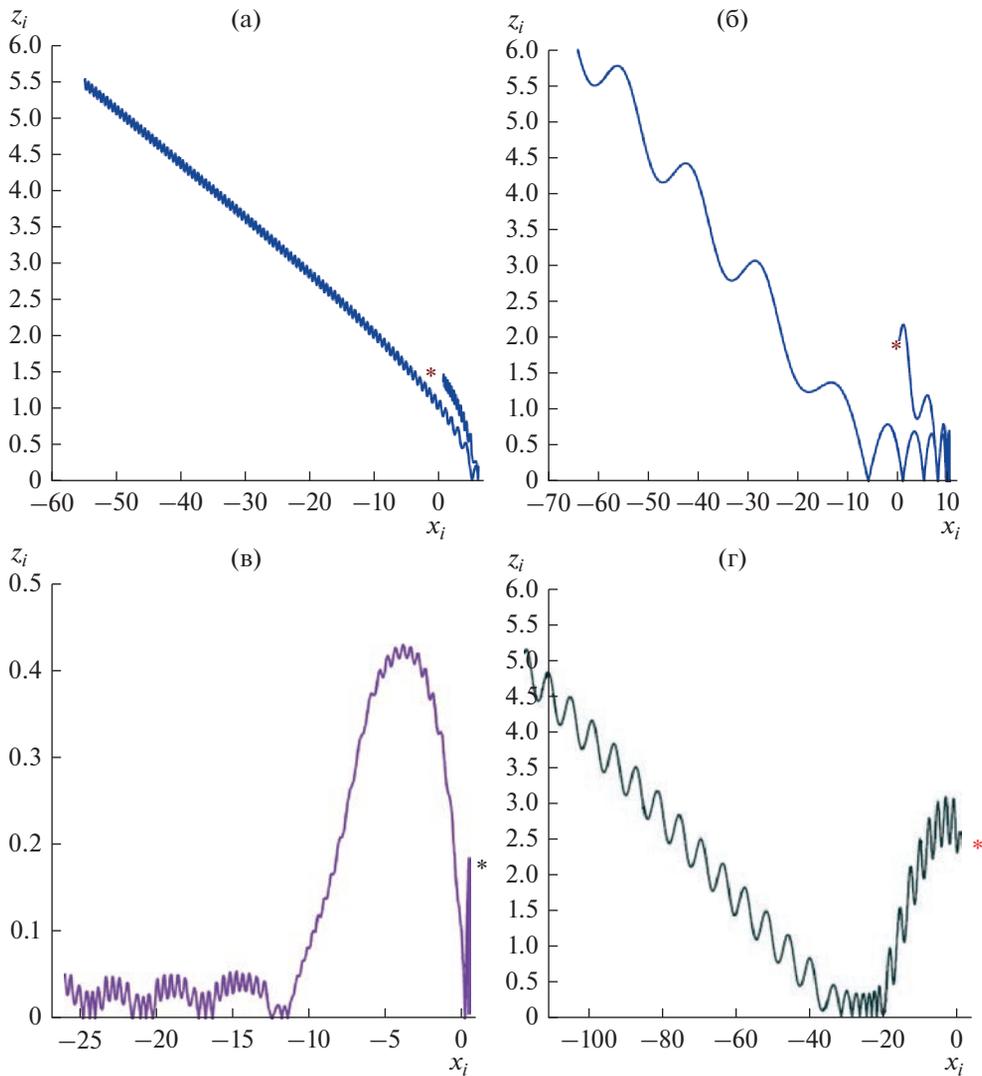
На рис. 4 приведены характерные примеры траекторий движения пробных частиц в рассматриваемых протонном и кислородном ТС. Обла-

сти, где траектории начинаются, обозначены звездочками.

Из рис. 4 видно, что траектории горячих протонов и ионов кислорода в токовых слоях, поддерживаемых только одним сортом ионов, схожи, т.е. в обоих случаях полученные равновесия возникают в результате квазиadiaбатической динамики горячих частиц. В то же время более холодная популяция образует вокруг ТС “шубу” из захваченных частиц, которые вкладывают в ток не вносят, но могут перераспределять профиль плотности тока, делая его расщепленным [25–27] — с двумя симметричными относительной нейтральной плоскости максимумами. Как видно на рис. 4а, б, горячие частицы в системе являются пролетными: за время моделирования протоны однократно взаимодействуют с токовым слоем, после чего уходят из области моделирования. В нейтральной плоскости такие частицы размагничиваются и переносят поперечный к магнитному полю ток в  $Y$ -направлении. В то же время холодные ионы, обладающие меньшей энергией, захватываются и движутся в окрестности ТС (рис. 1) вдоль  $Y$ . Благодаря дрейфу в скрещенных полях  $[\mathbf{E} \times \mathbf{V}]_x \sim E_y V_z$  они дополнительно смещаются в отрицательном по  $X$ -направлению (вдоль хвоста магнитосферы по направлению к Земле). Многократно взаимодействуя с ТС, они могут перераспределять основной ток, формируя расщепленный профиль плотности тока [25, 26].

Были проведены расчеты конфигураций эволюционирующего ТС, где концентрации ионов  $O^+$  увеличивались в расчетах от  $v_{ox} = 0.01$  до 1 с шагом 0.1, а далее — с шагом 1.0. Значения относительной температуры  $T_{ox}$  были следующими в разных просчетах:  $T_{ox} = 0.01, 0.1, 0.5, 1.0, 3.0$ . Токковое квазиравновесное решение устанавливалось во всех конфигурациях при  $k \sim 5000$ . Установлено, что при малых концентрациях тяжелых ионов в системе  $v_{ox} = 0.01$  профили равновесных решений практически не зависят от температуры ионов кислорода: небольшие концентрации ионов кислорода не приводят к изменениям эволюции ТС по сравнению с чисто протонным слоем.

При увеличении концентрации кислорода в ТС эволюция токового слоя коренным образом изменяется. Профили всех величин турбулизуются, становятся зашумленными, а процесс вычислений может досрочно обрываться в результате сильных численных шумов. Так, например, при  $T_{ox} = 0.5$  и  $v_{ox} = 0.3$  расчеты прекращаются уже на шаге по времени  $k = 600$ . Затем с увеличением  $v_{ox}$  время расчетов растет и восстанавливается до значений  $k = 8000$  для всех температур  $T_{ox}$  в диапазоне  $v_{ox} \sim 2.0$  и выше. В качестве примера на рис. 5 показаны профили плотностей токов в



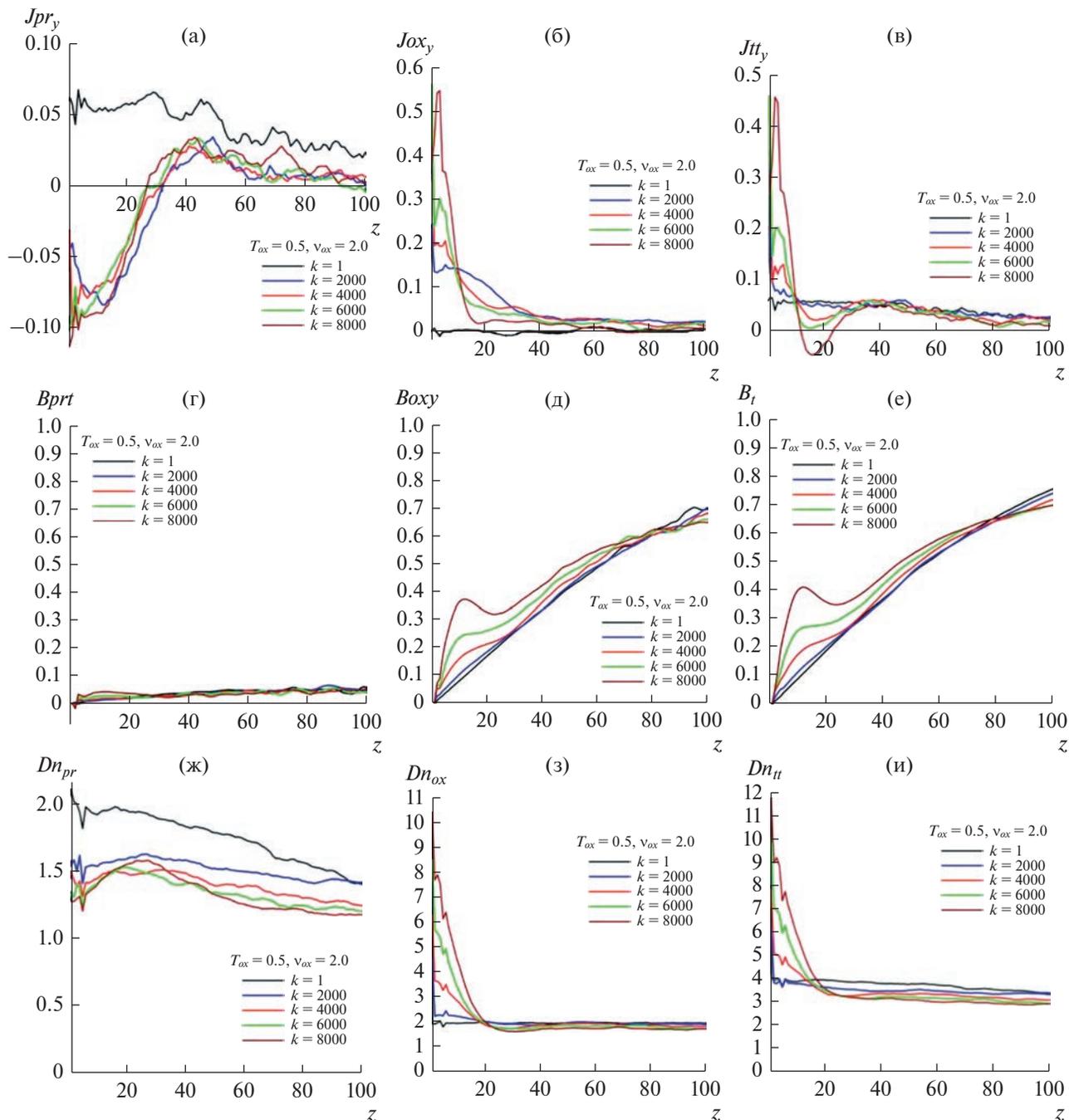
**Рис. 4.** Примеры траекторий “горячих” (а, б) и фоновых (в, г) частиц в установившихся конфигурациях: чисто протонном слое (левый столбец (а, в) панели рисунков) и в слое из ионов кислорода (правый столбец (б, г)).

двухкомпонентной плазме с параметрами  $T_{ox} = 0.5$  и  $v_{ox} = 2.0$  в разные моменты времени: протонный ток (а), ток тяжелых ионов кислорода (б) и полный ток в системе (в). На рис. 5 (г), (д), (е) показаны соответствующие профили магнитного поля, а на рис. 5 (ж), (з), (и) – парциальные и полная плотности плазмы.

Как видно из сравнения рис. 2, 3 и 5, несмотря на то, что при значениях  $v_{ox} \geq 2.0$  уже можно получить сходящиеся решения, некоторые профили ТС вблизи этой границы еще могут иметь небольшое зашумление. На рис. 5а локальная плотность тока протонов распределена по всей толщине ОМ до  $z = 100$ . При этом она отрицательна вблизи нейтральной плоскости и положительна на периферии ТС, а поддерживаемый протонами полный ток и соответствующее магнитное поле много

меньше по сравнению с кислородными (ср. рис. 5а, г и 5б, д). Видно, что большая плотность полного тока  $J_{II}$  вблизи нейтральной области (рис. 5в) и магнитное поле  $B_I$  поддерживаются за счет высокой плотности квазиadiaбатических ионов кислорода в этой области (рис. 5и). При плотностях ионов кислорода  $v_{ox} \leq 1.0$  тонкое токовое равновесие в модели не образуется вообще вследствие хаотизации движения как протонов, так и ионов кислорода.

Рассмотрим, как влияют в целом на эволюцию ТС относительные концентрации ионов кислорода  $v_{ox} = 2, 3, 4, 5, 6$ . На рис. 6 показаны зависимости установившихся самосогласованных профилей плотности  $Y$ -компоненты плотности тока, создаваемого протонами и ионами кислорода, и плотности частиц в слое от параметра относи-

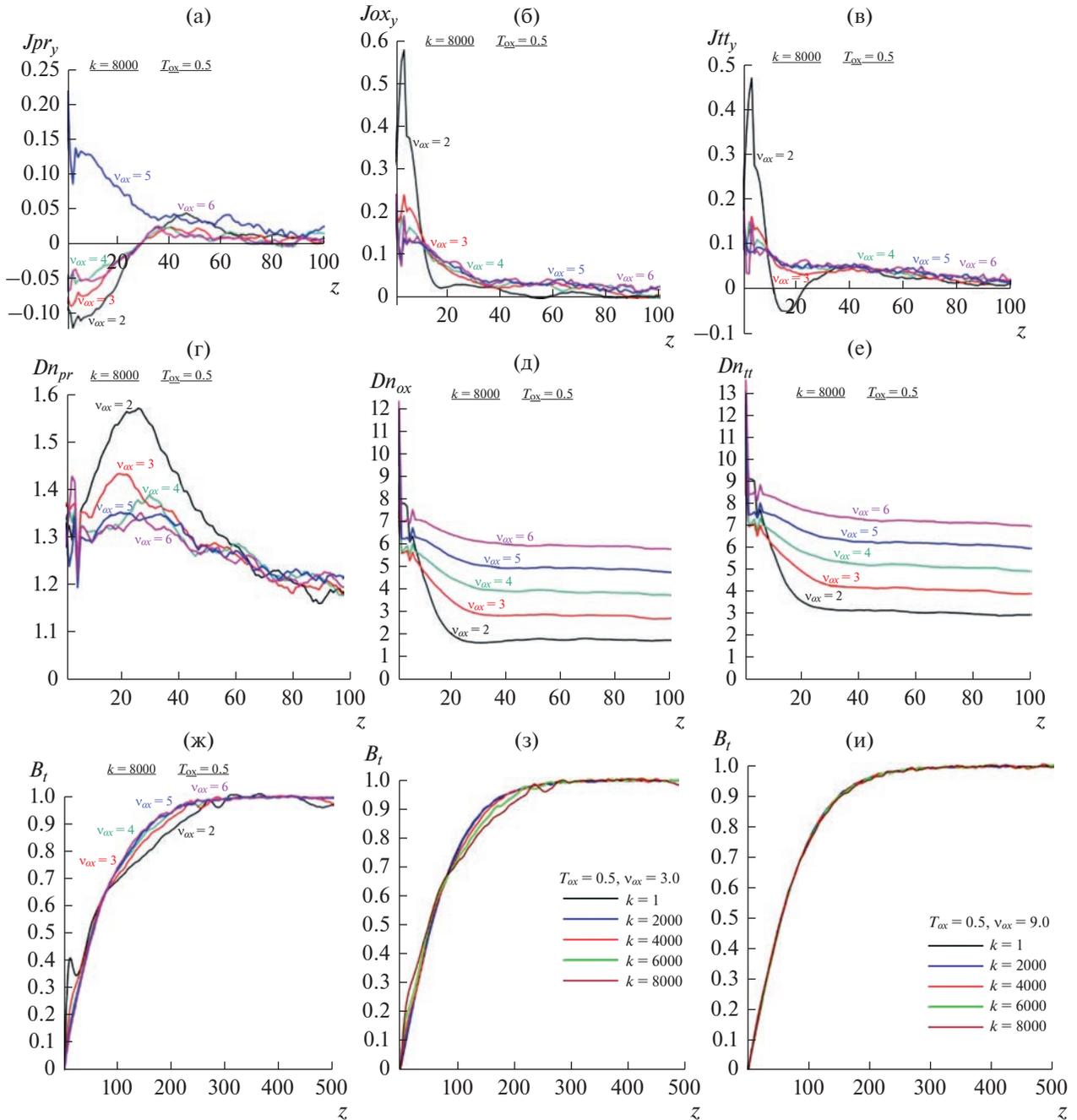


**Рис. 5.** Зависимости характеристик эволюционирующего токового слоя от времени при  $v_{ox} = 2.0$  и  $T_{ox} = 0.5$ . Левая панель рисунков (а, г, ж) относится к только протонным характеристикам в разные моменты времени эволюции системы, центральная (б, д, з) – к ионам кислорода, правая (в, е, и) – к полным характеристикам системы в целом. Три верхних рис. 5а, б, в показывают профили плотности тока, центральные рис. 5г, д, е – профили магнитного поля. На нижней панели рис. 5ж, з, и изображены профили плотности плазмы.

тельного содержания ионов кислорода  $v_{ox}$  при фиксированной относительной температуре  $T_{ox} = 0.5$ .

Как следует из рис. 6, в двухкомпонентной плазме плотность тока, поддерживаемого тяжелыми ионами, всегда положительна. На профилях плотности тока в исследуемом диапазоне

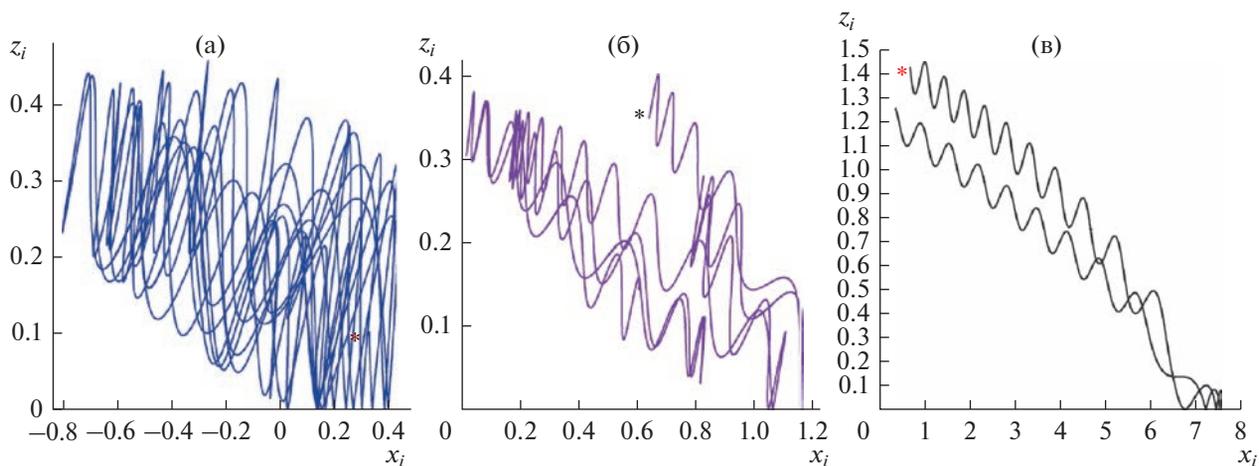
максимум располагается не симметрично в нейтральной плоскости, а немного смещен по  $z$  координате. Это смещение может быть объяснено квазиadiaбатическим характером движения ионов кислорода [2, 23]. Мы видим также, что увеличение параметра  $v_{ox}$  приводит одновремен-



**Рис. 6.** Зависимости квазиравновесных профилей основных характеристик ТС для разных относительных концентраций  $O^+$  ионов  $v_{ox} = 2, 3, 4, 5, 6$  при одинаковой относительной температуре  $T_{ox} = 0.5$ . На первых двух горизонтальных панелях слева направо показаны профили плотности тока: протонный (а), ионный (б) и полный (в). Аналогичным образом показаны профили плотности плазмы (г, д, е). На нижней горизонтальной панели показаны слева направо: соответствующие верхним рисункам профили магнитного поля, электрического поля, а также эволюция профилей магнитного поля к равновесным решениям при  $v_{ox} = 3$  и 9. Видно, что при больших значениях  $v_{ox} \geq 3$  overshoot и локальные минимумы на профилях магнитного поля пропадают.

но к утолщению ТС и уменьшению амплитуды плотности тока, равно как и плотности частиц. Профиль плотности тока протонов при всех значениях  $v_{ox}$  имеет характер небольших осцилляций с выраженным отрицательным током в нейтральной плоскости и положительным — на краях

ТС. Благодаря этому эффекту, результирующий профиль плотности тока в смешанной плазме оказывается расщепленным. Величина отрицательного минимума тока с ростом параметра  $v_{ox}$  уменьшается (рис. 6а), область, занятая положительными протонным и кислородным токами,



**Рис. 7.** Пример характерных траекторий движения: (а) горячего протона; (б) холодного “фонового” протона; (в) иона кислорода в токовом слое в двухкомпонентной плазме во время формирования квазистационарной конфигурации ТС. Звездочками отмечено начало движения ионов.

расширяется, а полная плотность тока при этом уменьшается (рис. 6в). Концентрация протонов вблизи нейтральной плоскости  $z = 0$  с ростом  $v_{ox}$  уменьшается (рис. 6г). Это связано с уменьшением времени их взаимодействия с токовым слоем. С ростом параметра  $v_{ox}$  уменьшается также напряженность индуцированного электрического поля (на панелях не показано), эволюция профилей которого означает, что протонный слой как квазиравновесная структура не формируется вообще. Интересным эффектом является практически полное исчезновение отрицательного тока и, соответственно, овершута на профиле магнитного поля при  $v_{ox} \geq 3$ , наблюдаемого на рис. 6е–к. Расчеты показывают, что при увеличении относительной температуры ионов кислорода растут интенсивность тока и толщина токового слоя за счет влияния обеих плазменных компонент. При этом концентрации частиц в области ТС также увеличиваются

На рис. 7 показаны характерные траектории движения некоторых выбранных частиц в области моделирования, полученные в установившемся токовом слое в двухкомпонентной плазме при параметрах  $T_{ox} = 0.05$ ,  $v_{ox} = 1$ .

Как горячие, так и более холодные протоны движутся по хаотическим, захваченным вблизи слоя траекториям, они испытывают сильное рассеяние по питч-углам после каждого выхода из токового слоя. Это происходит вследствие больших скачков квазиadiaбатического инварианта  $I_z$  (аналога магнитного момента). Более холодный протон несколько раз отражается в окрестности ТС на разных расстояниях  $z$  от нейтральной плоскости и снова возвращается к ней. Как обсуждалось выше, популяция захваченных протонов, хо-

тя и несет нулевой полный ток, может локально его перераспределять, расщепляя положительный максимум и смещая локальные максимумы к периферии, что мы наблюдаем на рис. 6в. Таким образом, в смешанной двухкомпонентной плазме именно протоны, траектории которых показаны на рис. 7а, б, оказываются источниками отрицательного тока на рис. 5а и 6а.

В отличие от протонов, ионы кислорода в рассматриваемой системе являются квазиadiaбатическими носителями тока. На рис. 7в видно, что частица движется по спирали вдоль магнитных силовых линий по направлению к нейтральной плоскости  $z = 0$ , где она размагничивается и совершает несколько вертикальных колебаний (см. также рис. 1). Затем частица замагничивается и уходит от нейтральной области — именно пролетные частицы переносят ток в моделируемом ТТС. Отсюда следует, что в двухкомпонентной плазме как протоны, так и ионы кислорода могут приводить к формированию тонкой токовой конфигурации. В результате утоньшения токового слоя в плазме, состоящей из нескольких компонент, они могут быть единственными носителями тока в ТТС.

При наличии в плазме тяжелых ионов кислорода  $O^+$  эволюция токового слоя зависит от их концентрации в системе. В небольших концентрациях их влияние на эволюцию незаметно, но при дальнейшем увеличении происходит хаотизация всей системы: траекторий частиц, динамики магнитного и электрического полей, в результате чего токовое равновесие не образуется вообще. При  $v_{ox} \sim 2.0$  токовое равновесие с ТТС, в котором доминируют ионы кислорода, снова формируется, причем утоньшение слоя является быстрым процессом. Поскольку толщина образу-

емого ТС велика по сравнению с радиусом гировращения протонов, последние хаотизируются, захватываясь в окрестности ТС. Этот захват сопровождается сильными колебаниями электромагнитных полей, при которых образование вложенного протонного ТС становится невозможным. В результате подобной динамики может образовываться токовый слой с тяжелыми ионами — единственными носителями плотности тока. Данный результат находится в согласии с недавней работой [37], где был получен аналогичный результат, но причины его не были исследованы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе построена численная модель эволюции токового слоя, состоящего из протонов и ионов кислорода, в результате которой он утоньшается под действием индукционного электрического поля и соответствующего конвективного движения частиц в направлении нейтрального слоя. В начальном состоянии моделируемая система представляет собой достаточно толстый (по сравнению с гирорадиусами частиц) токовый слой с тангенциальной магнитной компонентой, заданной аналитически согласно модели Харриса [11]. Этот слой при моделировании задается вложенным в более холодную фоновую плазму. В начальный момент времени в системе включается постоянная поперечная к слою магнитная компонента, после чего потоки плазмы начинают распространяться от периферии системы к центру. В результате эволюции ТС самоогласованно утоньшается [38]. Достигая нейтральной плоскости, частицы размагничиваются и переносят электрический ток в поперечном к магнитному полю направлении. Сжатие токового слоя происходит до некоторой предельно малой толщины, после чего его эволюция прекращается.

Данная модель позволяет исследовать процессы сжатия токового слоя хвоста магнитосферы Земли (а также других планет солнечной системы) во время суббурь — крупномасштабных магнитосферных возмущений, когда пересоединенные на дневной стороне магнитосферы магнитные силовые линии перебрасываются в хвост, и магнитный поток в этой области растет. Спутниковые исследования выявили, что в начале магнитных суббурь в хвост из ионосферы поступают потоки холодных ионосферных ионов, концентрация которых может оказаться достаточно большой, сопоставимой с концентрацией протонов. Поступление больших количеств тяжелых ионов в токовый слой магнитосферного хвоста может кардинально менять картину распределения токов в магнитосфере и их устойчивость [19, 20, 33, 37–40]. Изучение структуры и устойчивости образовавшегося нового токового равновесия

является важной задачей в исследованиях магнитосферных процессов.

Образующийся ТТС обладает рядом новых свойств по сравнению с исходным “толстым” состоянием [10]. Это новый тип плазменного равновесия. Проведено исследование зависимости формирования этого равновесия от параметров поступающих ионов кислорода:  $v_{ox}$  — относительной концентрации тяжелых ионов и их относительной температуры  $T_{ox}$ . Выполнен траекторный анализ движения каждого сорта частиц, участвующих в формировании токового слоя. В рамках рассмотренной численной модели показано:

1) в однокомпонентной плазме, состоящей только из протонов или из ионов кислорода, под действием эволюционирующих электрического и магнитного полей может сформироваться тонкий токовый слой. Носителями тока в таком слое являются, соответственно, протоны или тяжелые ионы на квазиadiaбатических орбитах. Вокруг токового слоя образуется широкая область, занятая квазизахваченными частицами, которые не являются носителями тока, но могут его перераспределять, образуя конфигурацию с двумя локальными максимумами плотности тока на периферии;

2) температура ионов кислорода слабо влияет на структуру образующегося ТТС, приводя к его незначительному утолщению;

3) при незначительных относительных количествах ионов кислорода в системе (от 0.01 до примерно 0.1 от концентрации протонов) они не оказывают влияния на формирующийся протонный ТТС;

4) при относительных концентрациях ионов кислорода в системе  $0.2 < v_{ox} \leq 2.0$  от концентрации протонов тонкий токовый слой не образуется из-за сильных флуктуаций в системе. Появление флуктуаций, возможно, связано с большой разностью скоростей движения частиц разных сортов, которая может приводить к флуктуациям концентраций соответствующих частиц в плазме, а, следовательно, и электромагнитных полей.

5) при значениях  $v_{ox} \sim 2.0$  и более в системе образуется ТТС, основными носителями тока в котором являются тяжелые однозарядные ионы кислорода. При этом протоны не образуют вложенный токовый слой, а захватываются в окрестности ТТС и вносят локальный отрицательный вклад в ток в центральной плоскости ТС, способствуя формированию расщепленного профиля плотности тока.

Анализ траекторий заряженных частиц и развития во времени профилей магнитного и электрического полей показывает, что, в зависимости от параметров модели ТТС формируется горячи-

ми протонами или ионами кислорода на квази-адиабатических орбитах. В рассматриваемых условиях, при разных параметрах модели, только одна из плазменных популяций становится носителем тока. При малой концентрации ионов  $O^+$  ток поддерживается протонами, при большой концентрации — ионами  $O^+$ , в то время как протоны демонстрируют хаотическое поведение с сильным питч-угловым рассеянием; в большинстве своем являются захваченными частицами. Возможно, что формирование многомасштабной токовой конфигурации не может произойти из-за конкуренции носителей тока: тяжелые ионы на квази-адиабатических орбитах доминируют в формировании токового слоя в силу больших массы и гирорадиусов. Им требуется меньше времени на формирование ТТС. В кислородном более широком токовом слое протоны преимущественно переходят на захваченные орбиты, а их вклад в полный ток близок к нулю.

Надо отметить, что в настоящей работе модельные вычисления были определенным образом ограничены вычислительными ресурсами, поэтому авторы далеко не исчерпали все возможности исследования системы в широком диапазоне всех ее параметров и возможностей моделирования, в частности, задания начального состояния системы, которая эволюционирует к “тонкому” токовому равновесию. В рассмотренных условиях ТТС не приобретает свойства пространственной многомасштабности и вложенности, которое многократно было отмечено при многокомпонентном составе плазмы в хвосте магнитосферы и получено в аналитических моделях (например, в [2]). Настоящие результаты позволяют объяснить наблюдения некоторых одномасштабных токовых конфигураций в многокомпонентной плазме магнитосферного хвоста [17, 18]. Но в то же время условия, при которых происходит формирование многомасштабных токовых конфигураций [14, 10, 15–18, 20, 22, 25, 30, 33, 37], вызывают большой интерес. Их исследование, несомненно, будет продолжено в рамках наших численных моделей с учетом нестационарных процессов в магнитосферной плазме.

Авторы благодарят В.В. Калегаева и И.И. Алексеева (НИИЯФ МГУ) за внимание к работе и полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ness N.F.* The Earth's magnetic tail // *J. Geophys. Res.* 1965. V. 70. Iss. 13. P. 2989–3005. <https://doi.org/10.1029/JZ070i013p02989>
2. *Zelenyi L.M., Malova H.V., Artemyev A.V. et al.* Thin current sheets in collisionless plasma: equilibrium structure, plasma instabilities, and particle acceleration // *Plasma Physics Reports*. 2011. V. 37. Iss. 2. P. 137–182. <https://doi.org/10.1134/S1063780X1102005X>
3. *Axford W.I., Hines C.O.* A Unifying Theory of High-Latitude Geophysical Phenomena and Geomagnetic Storms // *The Upper Atmosphere in Motion* / ed. C.O. Hines. 1974. V. 18. 1974. P. 936–967. *Geophysical Monograph Series*. <https://doi.org/10.1029/GM018p0936>
4. *Sergeev V.A., Mitchell D.G., Russell C.T. et al.* Structure of the tail plasma/current sheet at  $\sim 11$  RE and its changes in the course of a substorm // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. Iss. A10. P. 17345–17365. <https://doi.org/10.1029/93JA01151>
5. *Sanny J., McPherron R.L., Russell C.T. et al.* Growth-phase thinning of the near-Earth current sheet during the CDAW 6 substorm // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. Iss. A4. P. 5805–5816. <https://doi.org/10.1029/93JA03235>
6. *Asano Y., Mukai T., Hoshino M. et al.* Evolution of the thin current sheet in a substorm observed by Geotail // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. Iss. A5. CiteID 1189. 10 p. <https://doi.org/10.1029/2002JA009785>
7. *Coppi B., Laval G., Pellat R.* Dynamics of the Geomagnetic Tail // *Phys. Rev. Letters*. 1966. V. 16. Iss. 26. P. 1207–1210. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.16.1207>
8. *Daughton W.* The unstable eigenmodes of a neutral sheet // *Phys. Plasmas*. 1999. V. 6. Iss. 4. P. 1329–1343. <https://doi.org/10.1063/1.873374>
9. *Lui A.T.Y., Lopez R.E., Anderson B.J. et al.* Current disruptions in the near-Earth neutral sheet region // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. Iss. 2. P. 1461–1480. <https://doi.org/10.1029/91JA02401>
10. *Zelenyi L.M., Malova Kh.V., Popov V.Yu. et al.* Albert Galeev: The Problem of Metastability and Explosive Reconnection // *Plas. Phys. Rep.* 2021. V. 47. Iss. 9. P. 857–877. <https://doi.org/10.1134/S1063780X21090075>
11. *Harris E.G.* On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic field // *Nuovo Chimento*. 1962. V. 23. № 1. P. 115–121. <https://doi.org/10.1007/BF02733547>
12. *Kann J.R.* A globally integrated substorm model: Tail reconnection and magnetosphere-ionosphere coupling // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 11787–11795. <https://doi.org/10.1029/98JA00361>
13. *Birn J., Sommer R., Schindler K.* Open and closed magnetospheric tail configurations and their stability // *Astrophys. Space Sci.* 1975. V. 35. Iss. 7. P. 389–402. <https://doi.org/10.1007/BF00637005>
14. *Birn J., Schindler K.* Thin current sheets in the magnetotail and the loss of equilibrium // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. Iss. A7. Art. № 117. 10 p. <https://doi.org/10.1029/2001JA000291>
15. *Zelenyi L.M., Delcourt D., Malova H.V. et al.* Forced current sheets in the Earth's magnetotail: Their role and evolution due to nonadiabatic particle scattering // *Advances in Space Research*. 2002. V. 30. Iss. 7. P. 1629–1638. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(02\)00427-1](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00427-1)
16. *Asano Y., Mukai T., Hoshino M. et al.* Evolution of the thin current sheet in a substorm observed by Geotail // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. Iss. A5. Art. 1189. <https://doi.org/10.1029/2002JA009785>

17. *Runov A., Sergeev V.A., Nakamura R. et al.* Local structure of the magnetotail current sheet: 2001 Cluster observations // *Annales Geophysicae*. 2006. V. 24. Iss. 1. P. 247–262.  
<https://doi.org/10.5194/angeo-24-247-2006>
18. *Runov A., Angelopoulos V., Sergeev V.A. et al.* Global properties of magnetotail current sheet flapping: THEMIS perspectives // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 319–628.  
<https://doi.org/10.5194/angeo-27-319-2009>
19. *Kistler L.M., Moukikis C., Mobius E. et al.* Contribution of nonadiabatic ions to the cross-tail current in an O<sup>+</sup> dominated thin current sheet // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. Iss. 6. Art. № A06213. 15 p.  
<https://doi.org/10.1029/2004JA010653>
20. *Kronberg E., Ashour-Abdalla M., Dandouras I. et al.* Circulation of Heavy Ions and Their Dynamical Effects in the Magnetosphere: Recent Observations and Models // *Space Science Review*. 2014. V. 184. P. 173–235.  
<https://doi.org/10.1007/s11214-014-0104-0>
21. *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu. et al.* Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy // *Nonlinear Processes in Geophysics*. 2004. V. 11. P. 579–587.  
<https://doi.org/10.5194/npg-11-579-2004>
22. *Zelenyi L.M., Malova H.V., Grigorenko E.E. et al.* Universal Scaling of Thin Current Sheets // *Geophysical Research Letters*. 2020. V. 47. Iss. 14. Art. № e2020GL088422. 10 p.  
<https://doi.org/10.1029/2020GL088422>
23. *Büchner J., Zelenyi L.M.* Regular and chaotic charged particle motion in magnetotail-like field reversals: 1. Basic theory of trapped motion // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. Iss. A9. P. 11821–11842.  
<https://doi.org/10.1029/JA094iA09p11821>
24. *Zelenyi L.M., Neishtadt A.I., Artemyev A.V. et al.* Quasi-adiabatic dynamics of charged particles in a space plasma // *Physics — Uspekhi*. 2013. V. 56. Iss. 4. P. 347–394.  
<https://doi.org/10.3367/UFNe.0183.201304b.0365>
25. *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu.* Splitting of thin current sheets in the Earth's magnetosphere // *J. Experimental and Theoretical Physics Letters*. 2003. V. 78. Iss. 5. P. 296–299.  
<https://doi.org/10.1134/1.1625728>
26. *Delcourt D.C., Malova H.V., Zelenyi L.M.* Dynamics of charged particles in bifurcated current sheets: The  $\kappa \approx 1$  regime // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. Iss. A1. Art. № A01222.  
<https://doi.org/10.1029/2003JA010167>
27. *Nakamura R., Baumjohann W., Runov A., Asano Y.* Thin Current Sheets in the Magnetotail Observed by Cluster // *Space Science Reviews*. 2006. V. 122. P. 29–38.  
<https://doi.org/10.1007/s11214-006-6219-1>
28. *Domrin V.I., Malova Kh.V., Popov V.Yu. et al.* Influence of Oxygen Ions on the Structure of the Thin Current Sheet in the Earth's Magnetotail // *Geomagn. Aeron.* 2020. V. 60. Iss. 2. P. 171–183.  
<https://doi.org/10.1134/S0016793220020048>
29. *Kropotkin A.P., Domrin V.I.* Theory of a thin one-dimensional current sheet in collisionless space plasma // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 19893–19902.
30. *Domrin V.I., Kropotkin A.P.* Dynamics of equilibrium upset and electromagnetic energy transformation in the geomagnetotail: A theory and simulation using particles. 3. Versions of formation of thin current sheets // *Geomagn. Aeron.* 2007. V. 47. Iss. 5. P. 555–565.  
<https://doi.org/10.1134/S0016793207050039>
31. *Grigorenko E.E., Zelenyi L.M., DiBraccio G. et al.* Thin Current Sheets of Sub-ion Scales observed by MAVEN in the Martian Magnetotail // *Geophysical Research Letters*. 2019. V. 46. Iss. 12. P. 6214–6222.  
<https://doi.org/10.1029/2019GL082709>
32. *Leonenko M.V., Grigorenko E.E., Zelenyi L.M. et al.* MMS Observations of Super Thin Electron-Scale Current Sheets in the Earth's Magnetotail // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2020. V. 126. Iss. 11. Art. № e2021JA029641.  
<https://doi.org/10.1029/2021JA029641>
33. *Zelenyi L., Malova H., Grigorenko E. et al.* Current sheets in planetary magnetospheres // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2019. V. 61. Iss. 5. Art. № 054002.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aafbbf>
34. *Березин Ю.А., Вишневков В.А.* Метод частиц в динамике разреженной плазмы. Новосибирск: Наука, 1980. 95 с.
35. *Григорьев Ю.Н., Вишневков В.А., Федорук М.П.* Численное моделирование методами частиц в ячейках. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2004.
36. *Бэдсел Ч., Лэнгдон А.* Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергоатомиздат, 1989. 452 с.
37. *Mingalev O.V., Setsko P.V., Mel'nik M.N. et al.* Role of Oxygen Ions in the Structure of the Current Sheet of the Near-Earth Magnetotail // *Plasma Physics Reports*. 2022. V. 48. Iss. 3. P. 242–262.  
<https://doi.org/10.1134/S1063780X22030096>
38. *Domrin V.I., Malova H.V., Popov V.Yu.* Time Evolution of the Macroscopic Characteristics of a Thin Current Sheet in the Course of Its Formation in the Earth's Magnetotail // *Plasma Physics Reports*. 2018. V. 44. Iss. 4. P. 424–437.  
<https://doi.org/10.1134/S1063780X18040025>
39. *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu. et al.* “Matreshka” model of multilayered current sheet // *Geophysical Research Letters*. 2006. V. 33. Iss. 5. Art. № L05105. 4 p.  
<https://doi.org/10.1029/2005GL025117>
40. *Zelenyi L., Artemyev A., Malova H., Popov V.* Marginal stability of thin current sheets in the Earth's magnetotail // *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* 2008. V. 70. Iss. 2–4. P. 325–333.  
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.08.019>

## КОРОНАЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОНОВ ВО ВРЕМЯ И ПОСЛЕ ИХ СТОХАСТИЧЕСКОГО УСКОРЕНИЯ

© 2023 г. И. Ю. Григорьева<sup>1, \*</sup>, А. Б. Струминский<sup>2</sup>, Ю. И. Логачев<sup>3</sup>, А. М. Садовский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Главная астрономическая обсерватория Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

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

\*irina.2014.irina@mail.ru

Поступила в редакцию 06.10.2022 г.

После доработки 08.12.2022 г.

Принята к публикации 12.12.2022 г.

В эруптивных вспышках солнечные протоны стохастически ускоряются в широком телесном угле, далее эффективно удерживаются за расширяющимся фронтом коронального выброса массы (КВМ), который может как приносить протоны на силовую линию, идущую к удаленному наблюдателю, так и уносить их от нее. Рассматриваются 13 солнечных протонных событий 24-го цикла, в которых были зарегистрированы протоны с энергией ( $E$ ) > 100 МэВ и которые сопровождалась регистрацией солнечного жесткого рентгеновского (HXR) излучения с  $E > 100$  кэВ детектором ACS SPI и  $\gamma$ -излучения с  $E > 100$  МэВ – телескопом FermiLAT, с источником на западной полусфере Солнца. Первый приход солнечных протонов на орбиту Земли определялся в каждом событии по значимому “протонному” превышению над фоном ACS SPI во время или после HXR всплеска. Все события рассматривались относительно выбранного нами нулевого времени (0 мин) родительских вспышек. “Ранний” приход протонов на орбиту Земли (<+20 мин), наблюдавшийся в 4 событиях, соответствует “быстрому” ускорению электронов (10 МэВ/с). “Поздний” приход протонов (>+20 мин) соответствует “медленному” ускорению электронов (1 МэВ/с) и наблюдался в шести событиях. В трех событиях наблюдался “задержанный” приход протонов (>+30 мин), когда распространение КВМ ухудшало магнитное соединение источника с наблюдателем. Направление распространения КВМ характеризуется в каталоге (SOHO LASCO CME Catalog) позиционным углом (PA – Position Angle). Наблюдаемый угол PA систематизирует времена первого прихода протонов и темп роста их интенсивности. Параметр PA необходимо учитывать при анализе протонных событий.

DOI: 10.31857/S0023420622600246, EDN: BVHXGS

### ВВЕДЕНИЕ

Момент наблюдения прихода первых солнечных протонов (СП) на орбите Земли – один из ключевых параметров солнечного протонного события (СПС), который позволяет оценивать (в рамках той или иной модели распространения протонов в межпланетном пространстве) первый момент их выхода из источника вблизи Солнца на силовую линию, соединяющую источник с наблюдателем. Зная момент и место выхода протонов из источника, можно делать выбор в пользу того или иного механизма ускорения СП. Источником СП мы называем поверхность, пересекая которую, протоны начинают распространяться по силовым линиям спирали Паркера в солнечном ветре. В моделях распространения источников солнечных космических лучей (СКЛ) описывается функцией инжекции  $J(R, \Theta, \phi, E, t)$ , которая задает количество частиц, выходящих с единич-

ной поверхности в точке  $R$  в телесный угол  $(\Theta, \phi)$  в диапазоне энергий  $dE$  за единицу времени  $dt$ . Источником СКЛ – результат процессов ускорения и распространения частиц в короне Солнца. Наблюдательные данные показывают, что источник СКЛ длительный и распределенный в пространстве.

В настоящее время существуют два различных взгляда на области ускорения СП (например, [1–4]): нижняя корона во вспышках или высоко в короне на ударной волне коронального выброса массы (КВМ). Различные процессы ускорения предполагают и различные способы распространения в короне, т.е. различные свойства источников (функций инжекции). Аргументом в пользу ускорения на ударной волне КВМ считается поздний выход СП на нужную силовую линию относительно времени вспышки [5–7] и большое угловое расстояние между положением вспышки и

основанием благоприятной силовой линии или местом генерации  $\gamma$ -излучения в залимбовых вспышках, например, как 29 сентября 1989 г. [8]. Для объяснения этих же наблюдательных фактов в случае ускорения СП во вспышках, чьи характерные времена и угловые размеры считались малыми, привлекалась гипотеза о корональном распространении СП [9] и гипотеза о длительном ускорении или захвате СП на постэруптивной фазе вспышек [3, 10].

До первых наблюдений FermiLAT  $\gamma$ -излучения с  $E > 100$  МэВ изображения возможного источника СП были недоступны. Наблюдения FermiLAT [11–13] показали длительное  $\gamma$ -излучение с  $E > 100$  МэВ, выходящее непосредственно из области вспышки, которое свидетельствовало о взаимодействии СП с образованием  $\pi_0$ -мезонов в атмосфере Солнца. Такая локализация  $\gamma$ -источников стала дополнительным аргументом в пользу ускорения СП во вспышках. Однако последующие наблюдения  $\gamma$ -излучения с  $E > 100$  МэВ от залимбовых вспышек FermiLAT [14], когда угловое расстояние между вспышкой и источником  $\gamma$ -излучения было больше  $40^\circ$  (аналогично работе [8]), вновь поставили под сомнение вспышечное происхождение СП [15, 16].

Отдельный класс СПС составляют события, сопровождающиеся наземным возрастанием (Ground Level Enhancement – GLE) интенсивности вторичных КЛ, регистрируемых в нижних слоях атмосферы Земли. Каскад КЛ может быть зарегистрирован на поверхности Земли, если энергия первичного нуклона превышает  $\sim 400$  МэВ (порог атмосферного обрезания), а средняя энергия солнечных протонов в спектре  $> 1$  ГэВ. Так как эффекты распространения минимальны при больших энергиях СП, то считается, что начало GLE наиболее точно показывает момент выхода протонов из источника в межпланетное пространство (МП) (по оценкам [4] ошибка времени распространения СП  $\pm 1$  мин). Порог атмосферного обрезания лишь незначительно превышает  $E = 266$  МэВ – пороговую энергию генерации  $\pi_0$ -мезонов. Поэтому случаи регистрации  $\gamma$ -излучения с  $E > 100$  МэВ (FermiLAT) и GLE события должны коррелировать друг с другом, если одна и та же популяция частиц взаимодействует на Солнце и в атмосфере Земли, т.е. при благоприятных условиях распространения и одном механизме ускорения.

Максимумы  $\gamma$ -излучения с  $E > 100$  МэВ, зарегистрированные FermiLAT, с точностью до нескольких секунд совпадают с максимумами HXR излучения в диапазоне энергий 100–300 кэВ, зарегистрированными FermiGBM. Это совпадение предполагает единый процесс ускорения и распространения как ионов (протонов), так и электронов [13]. Также оказалось, что временные профили электронов и протонов с сопоставимыми

релятивистскими факторами (отношение скорости частицы к скорости света  $V/c$ ) подобны [17, 18], а релятивистские электроны с  $E \sim 10$  МэВ ускорить ударными волнами невозможно [19]. Из сказанного выше следует, что ускорение протонов на ударных волнах КВМ не может являться преобладающим механизмом набора энергии [17, 18], иначе события GLE наблюдались бы гораздо чаще.

По нашему мнению, солнечные электроны с  $E > 1$  МэВ и протоны с  $E > 100$  МэВ ускоряются стохастически (во множестве элементарных актов с характерными временами много меньше всего процесса ускорения) в эруптивных вспышках длительностью более 10 мин на фоне ускорения КВМ (времени наибольшего энерговыделения) [20]. Началом ускорения КВМ можно считать начало роста меры эмиссии при наличии радиоизлучения на частотах ниже 1415 МГц [21, 22].

Традиционный подход к поиску механизма ускорения заключается в следующем: зная момент и место выхода протонов из источника, можно сделать выбор в пользу того или иного механизма ускорения СП [4]. С другой стороны, задав определенные (физически обоснованные) свойства процесса ускорения на Солнце, можно искать подтверждение выбранному процессу ускорения в наблюдениях СКЛ в МП и конкретизировать детали процессов распространения в короне и в МП. Именно такой подход используется в нашей работе.

### СВОЙСТВА ИСТОЧНИКА СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОНОВ ПРИ СТОХАСТИЧЕСКОМ УСКОРЕНИИ

На рис. 1 показана примерная схема развития эруптивной вспышки в нашем представлении с обозначением характерных высот. Максимальный угловой размер системы петель – размер максимального задействованного магнитного диполя в ходе вспышки (при последовательном вовлечении во вспышечный процесс различного размера диполей от меньших к большим). В этом случае ускоренные частицы легко заполняют все большой телесный угол, что и представляет собой корональное распространение при стохастическом ускорении.

В основе работы [17] лежит идея, что одновременное ускорение электронов и протонов не должно нарушать условие электронейтральности плазмы, поэтому количество электронов и протонов, ускоренных до одинаковых скоростей, должно быть сопоставимо. В этом случае “протонная” вспышка (появление взаимодействующих протонов с  $E > 10$  МэВ) должна начинаться при электронной температуре плазмы  $\sim 17$  МК (протоны с  $E \sim 3$  МэВ эквивалентны по скоростям электронам с  $E \sim 1.5$  кэВ), а начало генерации  $\pi_0$ -мезонов

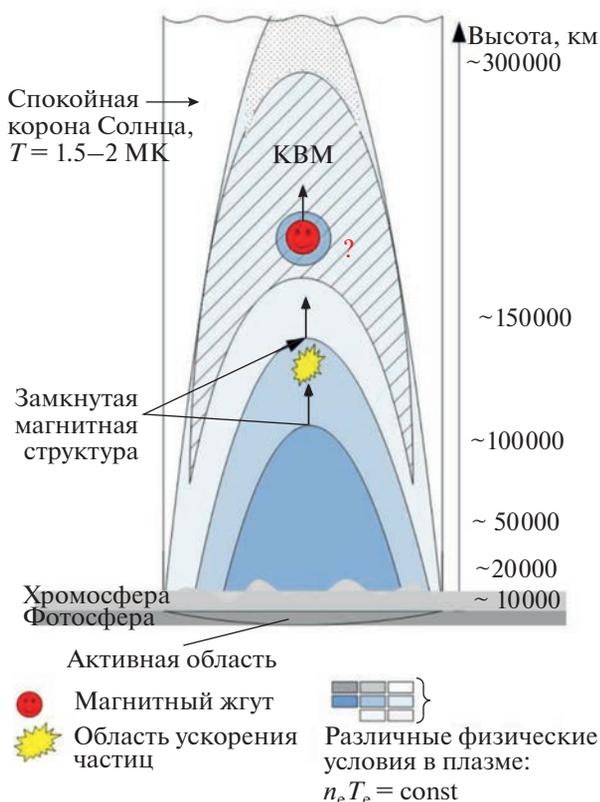


Рис. 1. Схема развития эруптивной вспышки по нашим представлениям.

будет возможно при энергии электронов  $\sim 150$  кэВ (протоны с  $E \sim 300$  МэВ эквивалентны по скоростям электронам с  $E \sim 150$  кэВ), т.е. на фоне НХР излучения с  $E > 100$  кэВ.

Существуют наблюдательные данные, которые показывают время ускорения электронов до кинетической энергии  $\sim 100$  кэВ порядка  $\sim 400$  мс [19]. Также наблюдаются задержки между НХР всплесками на различных энергиях электронов (20, 50, 100, 200 и 300 кэВ) порядка десятков миллисекунд, которые могут быть обусловлены временем ускорения (см. обзор [23] и ссылки там). Поэтому время, необходимое для набора  $E \sim 200$  МэВ протонами, будет  $\sim 1$  мин при ускорении электронов до кинетической энергии  $\sim 100$  кэВ за 40 мс (“быстрое” ускорение) или  $\sim 10$  мин при ускорении электронов до  $\sim 100$  кэВ за 400 мс (“медленное” ускорение). Если за ноль времени в солнечных событиях принять начало микроволнового излучения 8.8–15.4 ГГц (оно обычно совпадает с появлением значимого сигнала НХР излучения с  $E \sim 100$  кэВ), то ожидаемое время прихода протонов с  $E \sim 200$  МэВ ( $V/c = 0.57$ ) на орбиту Земли будет  $\sim 11$  мин ( $\sim 21$  мин, соответственно) при распространении без рассеяния по спирали Паркера до Земли (1.3 а.е., скорость солнечного ветра

300 км/с). Таким образом, неопределенность характерного времени ускорения солнечных электронов до  $E \sim 100$  кэВ определяет неопределенность времени первого прихода СП с  $E \sim 200$  МэВ на орбиту Земли и составляет порядка 10 мин.

Также при регистрации первого прихода СП детекторами, интегральными по энергии, существует неопределенность времени первого прихода СП, связанная с дисперсией по скоростям. Оценим максимальное время ускорения протонов от  $E \sim 100$  до  $\sim 500$  МэВ, которое позволит протонам с  $E \sim 500$  МэВ ( $V/c = 0.75$ ) прийти раньше протонов с  $E \sim 100$  МэВ ( $V/c = 0.43$ ). При распространении без рассеяния по спирали Паркера до Земли (1.3 а.е., скорость солнечного ветра 300 км/с) время распространения протонов с  $E \sim 500$  МэВ ( $V/c = 0.75$ ) составит  $\sim 15$  мин, а для протонов с  $E \sim 100$  МэВ ( $V/c = 0.43$ ) будет  $\sim 25$  мин. Таким образом, максимальное время ускорения протонов с  $E$  от  $\sim 100$  до  $\sim 500$  МэВ должно быть менее  $\sim 10$  мин, чтобы дисперсия по скоростям не наблюдалась.

Эти оценки обуславливают выбор нулевого времени для анализа явлений, связанных с солнечными вспышками, а также критерии “раннего” ( $< +20$  мин) и “позднего” ( $> +20$  мин) прихода СП на орбиту Земли, относительно нулевого времени. В случае “быстрого” режима ускорения электронов и протонов первые СП с  $E > 100$  МэВ будут наблюдаться на Земле через 10 мин после выбранного нами нуля (возможно, одновременно или позднее протонов с  $E > 500$  МэВ). В случае же “медленного” режима ускорения электронов и протонов первые СП с  $E > 100$  МэВ будут наблюдаться на Земле через 20 мин. Оба варианта потенциально могут сопровождаться GLE, но в разное время относительно выбранного нуля.

Оценкой области ускорения протонов (углового размера  $\phi$  – источника  $\gamma$ -излучения с  $E > 100$  МэВ) будет  $\phi \approx 2 \arccos(R_0^{-1})$  примерно  $49^\circ - 74^\circ$ , где  $R_0 = (1.1 - 1.25) R_S$  – гелиоцентрическое расстояние до максимальной высоты развития вспышечного события (точки отрыва КВМ), а  $R_S$  – солнечный радиус. Действительно, GLE события наблюдаются в диапазоне широт  $\pm 30^\circ$  от экватора [24], что, по-видимому, соответствует высоте источника протонов  $H \sim 0.15 R_S \sim 110$  Мм. Эти оценки совпадают с результатами статистического анализа [25], который показал, что долготное распределение GLE событий аппроксимируется гауссианой в диапазоне долгот от  $\sim E90^\circ$  до  $\sim W150^\circ$  с максимумом на  $\sim W60^\circ$ , что практически совпадает с номинальным положением основания благоприятной силовой линии  $\sim W55^\circ$  в спокойном солнечном ветре.

Традиционно такие распределенные в пространстве источники связывают с ускорением на ударных волнах КВМ, а не ускорением частиц в

магнитосфере активной области, где происходит интенсивное энерговыделение (множественное пересоединение), сопровождающееся ускорением КВМ. Как в случае ускорения ударными волнами, так и при стохастическом ускорении во вспышках, протоны удерживаются за фронтом КВМ, а размер источника СП увеличивается по мере ускорения КВМ, но природа ускорения различна [17, 18, 20]. В любом сценарии корональное распространение СКЛ представляет собой результат увеличения телесного угла фронта КВМ в мощных эруптивных вспышках (формирование КВМ типа Halo). Развитие нашей гипотезы происхождения СП заключается в том, что КВМ способен как приносить ускоренные протоны на силовую линию, идущую к наблюдателю, так и уносить их от нее. В этом случае важным становится направление распространения КВМ, характеризуемое параметром PA (Position Angle), измеряемым от направления на север против часовой стрелки. КВМ распространяется в плоскости эклиптики западной полусферы Солнца при PA ~ 270°. Значения угла, отличные от этого, ухудшают условия распространения СП.

Наблюдаемая задержка первого прихода СП, относительно приведенных выше оценок, и медленный рост их интенсивности соответствуют позднему пересечению благоприятной силовой линии областью источников протонов и затрудненному доступу к ней в дальнейшем (переносу СП поперек силовых линий). При этом нужно говорить как о долготном, так и о широтном корональном распространении КВМ и СП. Время первой регистрации СП зависит от величины фонового счета детектора и скорости роста интенсивности потока протонов в точке наблюдения. Поздний приход и медленный рост интенсивности могут быть вызваны одной и той же причиной — наличием препятствий для выхода частиц на благоприятную силовую линию. Этим препятствием может быть фронт КВМ.

Рассматривая различные протонные события, сопровождавшиеся регистрацией FermiLAT  $\gamma$ -излучения с  $E > 100$  МэВ [26], легко найти случаи, в которых моменты первого прихода СП относительно момента начала ускорения КВМ значительно различаются при практически одинаковом расположении родительских вспышек относительно Земли, с учетом возможной ширины источника СП. При этом, судя по видеороликам коронографа LASCO в открытом доступе, ранний приход СП соответствует начальному распространению КВМ в плоскости эклиптики, а их задержанный приход — начальному распространению КВМ вне плоскости эклиптики. Кроме того, мы учитываем влияние положения вспышки на солнечном диске, направления распространения КВМ во время первого прихода СП на орбиту Земли и скорость роста их интенсивности в выбранных событиях.

## ИСТРУМЕНТЫ И ОТБОР СОБЫТИЙ

Мы рассмотрели список событий из работы [28]. Для изучения отобраны все 13 СПС 24-го цикла солнечной активности из западной полусферы Солнца, в которых были зарегистрированы протоны с  $E > 100$  МэВ, чьи родительские вспышки сопровождались  $\gamma$ -излучением с  $E > 100$  МэВ [26–28]. Выводы, сделанные в нашей работе на основе 13 событий 24-го цикла, мы проверяем на примерах последнего GLE события 23-го цикла (13 декабря 2006 г. [29, 30]) и первого GLE события текущего 25-го цикла (28 октября 2021 г. [31, 32]). Большинство выбранных нами событий были предметом исследования и других авторов, но агитирующих за ускорение СП ударной волной КВМ, например, [16, 33, 34].

Основные характеристики событий относительно нулевого времени приведены в таблице, солнечные данные взяты из файлов YYYYMMDDevents.txt ([https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/NOAA/org\\_events\\_text/](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/NOAA/org_events_text/)). В итоге в отобранные события для исследования попали: два единственных GLE события 24-го цикла (71-е — 17 мая 2012 г. [20, 27, 33, 34] и 72-е — 10 сентября 2017 г. [17, 35, 36]); восемь событий, связанных с известными вспышками или СПС (M3.7 — 7 марта 2011 г. [11, 13, 21], M2.5 — 6 июня 2011 г. [11, 13], X6.8 — 9 августа 2011 г. [18, 20, 22, 33, 34], X1.7 27 января 2012 г. [33, 34], X1.1 6 июля 2012 г. [33, 34], 6 января 2014 г. [14, 37] и 7 января 2014 г. [38] и X9.3 6 сентября 2017 г. [17, 21, 28], по одному событию из 23-го и 25-го циклов и три малоизвестных СПС из 24-го цикла (одно из них — событие 25 июня 2015 г. [28], которого нет ни на одном графике, так как начало протонного возрастания было позднее +60 мин). Все события анализируются относительно выбранного нулевого времени — начала микроволнового радиоизлучения на частотах 8.8 или 15.4 ГГц, как это было сделано нами, например, в [17, 18, 20, 21]. В отсутствие данных на этих частотах за ноль берутся другие из имеющихся данных, например, для залимбового события 6 января 2014 г. взято начало радиоизлучения II типа. Для события 28 октября 2021 г., в котором микроволновое излучение, по всей видимости, не превысило пороговой интенсивности регистрации ([https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/NOAA/org\\_events\\_text/](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/NOAA/org_events_text/)), за ноль времени выбрано начало радиоизлучения на 610–245 МГц.

Моментом первого прихода СП на орбиту Земли мы считаем начало значимого возрастания темпа счета антисовпадательной защиты спектрометра на КА *ИНТЕГРАЛ* (Anti-Coincidence Shield of Spectrometer on *INTEGRAL* — ACS SPI) на фоне или после всплеска солнечного HXR излучения [17, 18, 20, 21, 29]. Детектор ACS SPI регистрирует HXR излучение с  $E > 100$  кэВ и протоны с  $E > 100$  МэВ и представляет собой эффектив-

Таблица 1. Некоторые характеристики событий прихода солнечных протонов

№	А	Б	В, мин	Г, мин	Д, мин, км/с	Е, град	Ж <≈>
1	13.XII.2006 02.21 UT	S06W35 X3.4	+17.5	+28	+33/+57 1774/1869	193/192	S6<S77
2	7.III.2011 19.47 UT	N24W60 M3.7	>+45	Нет	+13/+25 2126/1845	315/311	N24<N45
3	7.VI.2011 06.25 UT	S21W54 M2.5	+20	Нет	+24/+31 1255/1655	238/247	S21<S32
4	4.VIII.2011 03.49 UT	N19W36 M9.3	+25	Нет	+23/+29 1316/1547	296/289	N19<N26
5	9.VIII.2011 08.01 UT	N17W69 X6.8	+10	Нет	+11/+23 1610/2202	279/279	N17>N9
6	6.IX.2011 22.20 UT	N14W18 X2.1	+26	Нет	+45/+52 575/908	295/286	N14<N25
7	27.I.2012 18.10 UT	N27W71 X1.7	+20	Нет	+17/+28 2505/1793	292/294	N27≈N22
8	17.V.2012 01.30 UT	N13W87 M5.1	+10	+13	+18/+30 1582/1757	268/264	N13>S02
9	6.VII.2012 23.03 UT	S17W50 X1.1	+20	Нет	+21/+27 1829/3278	237/227	S17<S33
10	6.I.2014 07.45 UT	S08W110 [14]	<+13	+13 [37]	+15/+27 1400/1757	261/267	S8≈S9
11	7.I.2014 18.05 UT	S15W11 X1.2	+45	Нет	+19/+31 1831/2234	231/231	S15<S39
12	25.VI.2015 08.12 UT	N09W42 M7.9	Нет	Нет	+24/+36 1627/2030	323/327	N9<N53
13	6.IX.2017 11.54 UT	S09W42 X9.3	+26	Нет	+30/+36 1569/2050	205/205	S9<S65
14	10.IX.2017 15.52 UT	S09W91 X8.2	+20	+16	+8/+14 3163/4061	260/260	S9≈S10
15	28.X.2021 15.27 UT	S26W05 X1.0	+20	+23	+21/+33 1520/1934	189/190	S26<S81

Примечание: полужирным начертанием выделены случаи раннего прихода СП (время первой регистрации протонов <+20 мин), остальное – случаи позднего прихода СП (время первой регистрации <+30 мин). А – дата и выбранное нулевое время; Б – координаты активной области и балл вспышки (*GOES*); В – начало протонного возрастания *ACS SPI*; Г – начало *GLE* события; Д – время первого и второго кадра КВМ (*SOHO LASCO*, минут после 0), средняя скорость и скорость первого появления КВМ (км/с); Е – позиционный угол КВМ (*PA*, град) на первом и втором кадрах (*SOHO LASCO*); Ж – сравнение широты солнечной вспышки и разности углов (*PA-270°*): < – КВМ ухудшает условия распространения, > – улучшает, ≈ – не изменяет.

ный, но не калиброванный детектор. Данные *ACS SPI* доступны на сайте (<https://isdc.unige.ch/~savchenk/spiacs-online/spiacsplc.pl>) с временным разрешением 50 мс. При одноминутном сглаживании и вычитании фона значимым становится темп счета *ACS SPI* менее 10 отсчетов за 50 мс. Детектор *ACS SPI* используется нами для исследования взаимосвязи солнечных вспышек и протонных событий.

Информация о КВМ взята из каталога *SOHO LASCO CME Catalog* ([https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/)). В нашей таблице приведены времена 1-го и 2-го моментов регистрации положения КВМ ( $t_1$  и  $t_2$ ), его средняя скорость  $V_{cp}$  и скорость распространения от 1-го до 2-го зарегистрированного положения  $V_{12}$ , а также угол *PA* для этих моментов времени. Поля зрения коронографов

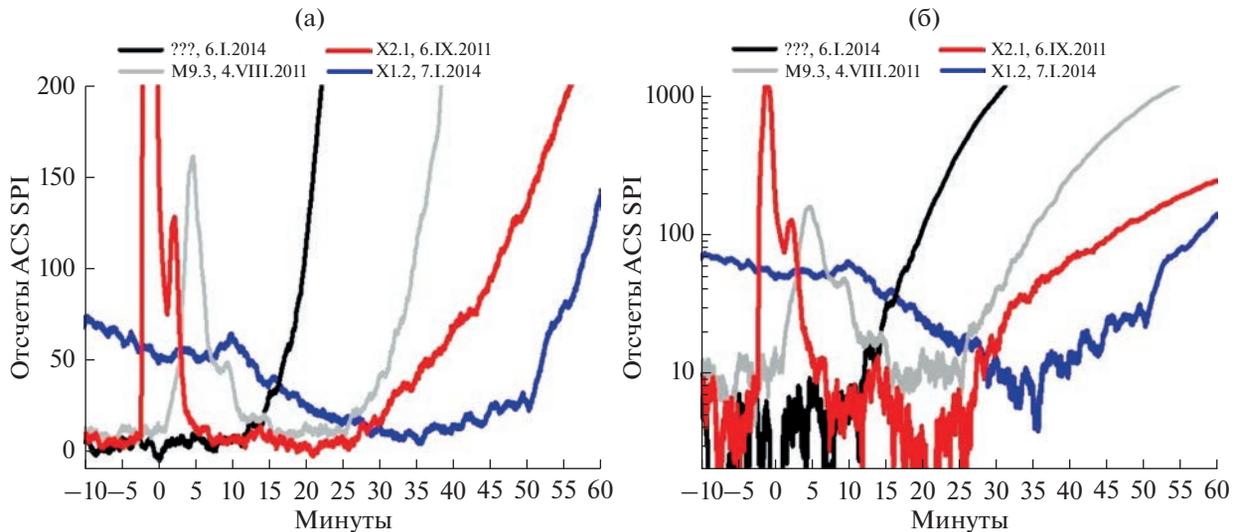


Рис. 2. Временные профили темпа счета ACS SPI за 50 мс (сглаженные средние за 1 мин, фон вычтен) в событиях 4, 6, 10 и 11 (согласно табл. 1). Панели (а) и (б) различаются вертикальным масштабом.

LASCO C2 и C3 перекрываются, но коронографы C2 и C3 делают кадры не одновременно, поэтому время между  $t_1$  и  $t_2$  может не совпадать со скважностью кадров 12 минут.

### РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

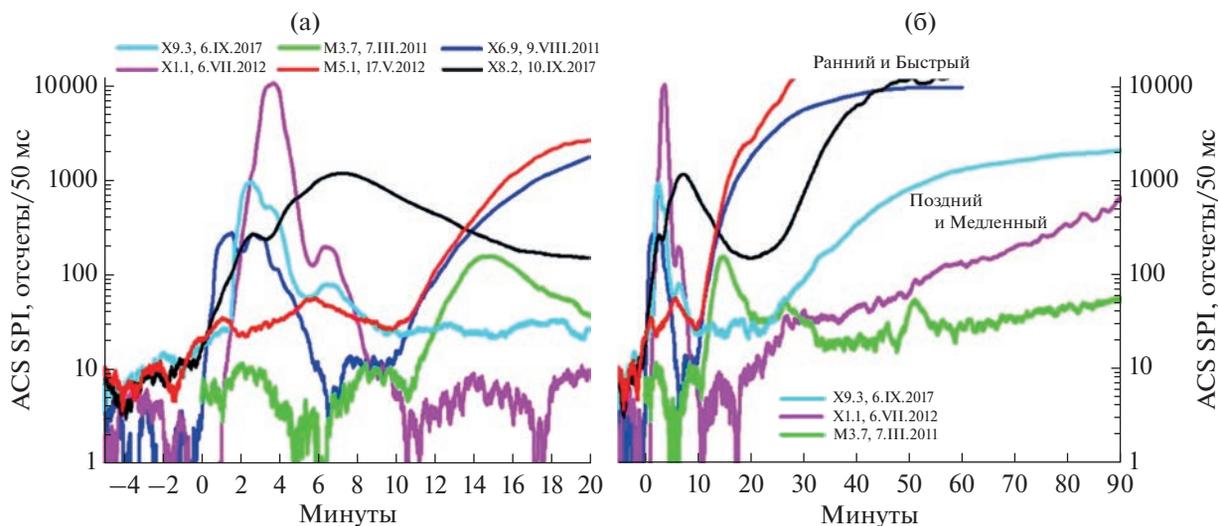
Разделение событий на “быстрые” и “медленные” по характеру роста интенсивности поясняется на рис. 2. Ранний приход протонов соответствует ожидаемому приходу протонов с  $E \sim 200$  МэВ при распространении без рассеяния между +10 и +20 мин в случае “быстрого” ускорения. Залимбовое событие 6 января 2014 г. с наземным возрастанием на одном нейтронном мониторе (NM) – sub-GLE [37] показывает, что возможен “ранний” приход протонов на +13 мин при неблагоприятном расположении вспышки (необходимо преодолеть более  $40^\circ$  на восток по долготе для достижения благоприятной силовой линии). Поэтому, все возрастания протонов, чьи временные профили будут “правее” профиля протонного события 6 января 2014 г., мы считаем “медленными”, а “левее” считаем “быстрыми”.

Событие 7 января 2014 г. является примером “позднего” прихода и “медленного” роста интенсивности. Оно симметрично событию 6 января 2014 г. относительно благоприятной силовой линии источника (S15W11 – необходимо преодолеть более  $44^\circ$  на запад по долготе), но при этом КВМ распространяется в неблагоприятном направлении ( $PA = 239^\circ$ ). Пара событий без GLE 4 августа 2011 г. и 6 сентября 2011 г. (при практически одинаковых координатах вспышек на диске и углах PA) показывает задержку прихода на  $\sim 5$  мин относи-

тельно ожидаемого прихода на +20 мин (т.е. на +25 мин) — события с “медленным” ускорением. Также в этой паре временные профили отклика на приход протонов на ACS SPI повторяют друг друга примерно до +32 мин, позднее интенсивности СП в событии 4 августа стали расти быстрее, чем 6 сентября. Это, возможно, связано с различием темпов ускорения на постэруптивной фазе (скорость КВМ 6 сентября была минимальной из всей выборки событий).

На рис. 3 показаны временные профили ACS SPI для шести событий, условно разделенных на две группы по влиянию КВМ на распространение СП. Панель 3а акцентирует внимание на HXR излучении вспышек. Максимальные интенсивности HXR излучения различаются в разных вспышках более чем на два порядка, но временная динамика HXR излучения (т.е. вспышечного энерговыделения) в этих событиях схожа первые 6–8 мин. Этот отрезок времени, когда происходит “синергия” вспышек и КВМ [39], мы связываем со стохастическим ускорением релятивистских электронов и протонов с  $E > 100$  МэВ и ускорением КВМ в нижней короне [17, 20–22]. Представления о “синергии” вспышек и КВМ, по-видимому, подтверждаются последними наблюдениями FermiLAT залимбовой вспышки 17 июля 2021 г. (S20E140), STIX на борту *Solar Orbiter* и *STEREO-A* (рис. 3 в [40]). Первые идеи о необходимости учета ускорения КВМ при рассмотрении СПС были высказаны в работах [33, 34]. Особняком стоит постепенное событие 7 марта 2011 г., в котором основной HXR всплеск был заведомо на постэруптивной фазе вспышки [21].

Рис. 3б акцентирует внимание на различиях времен первого прихода протонов и скорости ро-



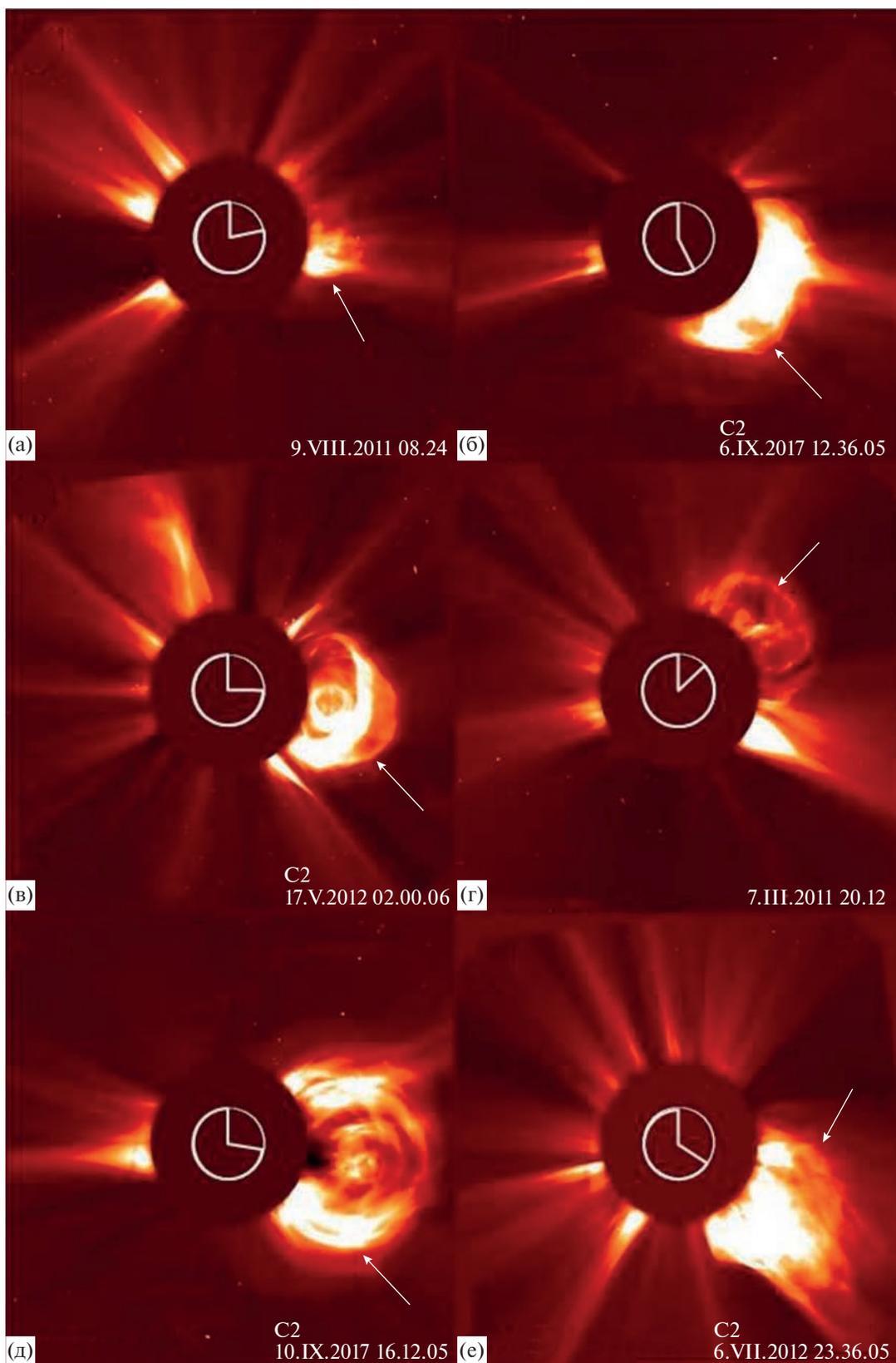
**Рис. 3.** Временные профили темпа счета ACS SPI за 50 мс (сглаженные средние за 1 мин, фон вычтен) в событиях 5, 8, 14 с благоприятными РА и 2, 9, 13 с неблагоприятными РА (согласно табл. 1 и рис. 4). Панель (а) и (б) различаются горизонтальным масштабом.

ста их интенсивности (по данным ACS SPI) в рассматриваемых СПС. Характер роста интенсивности СП определяется функцией инжекции СП на благоприятную силовую линию. Кривые, показывающие ранний и быстрый рост, имеют благоприятный угол РА, а кривые с поздним и медленным ростом – неблагоприятный. Таким образом, мы выделили две группы событий, которые характеризуются: 1) ранним приходом протонов и быстрым ростом их интенсивности (благоприятный РА); 2) задержанным (поздним) приходом протонов и медленным ростом их интенсивности (неблагоприятный РА). Эти группы практически не отличаются друг от друга скоростями  $V_{cp}$  и  $V_{12}$  (см. табл. 1), но отличаются координатами вспышек и величиной РА. Отметим, что  $V_{cp} > V_{12}$  (см. табл. 1) только в случае двух длинных постепенных вспышек 7 марта 2011 г. и 27 января 2012 г., когда ускорение КВМ [8] должно было быть заведомо до наблюдаемого HXR излучения, во время и после него.

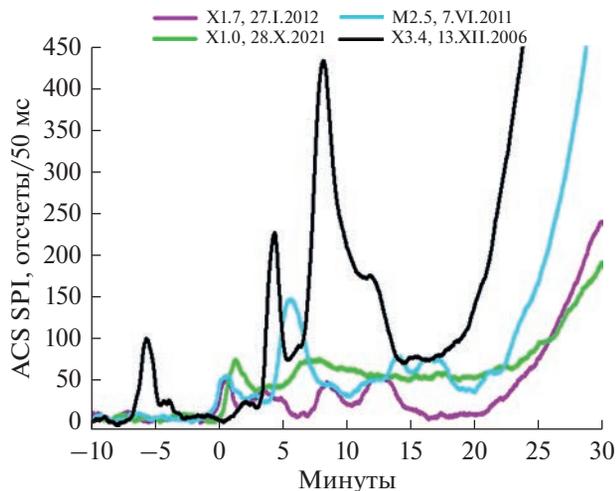
Направления распространения КВМ (SOHO LASCO C2) представлены на рис. 4. Показаны вторые кадры распространения КВМ в шести событиях 24-го цикла из рис. 3. Три горизонтальных ряда отличаются свойствами родительских вспышек в мягком рентгеновском (SXR) излучении: (а, б) – ярко выраженная импульсная фаза, (в, г) – без импульсной фазы (постепенная вспышка), (д, е) – слабо выраженная импульсная и длительная постэруптивная фазы вспышки. Круги и проведенные радиусы на панелях рис. 4 показывают значение угла РА. Стрелки показывают, какие именно явления, отождествляются на кадрах с КВМ. Максимальные скорости КВМ в поле зре-

ния LASCO C2 достигались в случаях (д, е), но это не привело, как можно было бы ожидать, к более раннему приходу протонов с точки зрения авторов работы [35]. Наблюдаемый угол РА систематизирует времена первого прихода протонов и темп роста их интенсивности. В случаях раннего прихода протонов и быстрого роста их интенсивности КВМ преимущественно распространялся в плоскости эклиптики (РА ~ 270°), а в случаях задержанного (позднего) прихода и медленного роста – вне нее.

На рис. 5 показаны события 13 декабря 2006 г. (GLE 70, 23-й цикл [29, 30]) и 28 октября 2021 г. (GLE 73, 25-й цикл [31, 32, 42–44]). Протонное событие 13 декабря (GLE 70, см. табл. 1) разрушает предложенную интерпретацию наблюдений на базе шести событий на рис. 3, 4, не зря его называют Maverick – “Иноходец” [41]. Значение РА = 193° (неблагоприятный угол) соответствует задержанному приходу протонов, хотя время начала протонного возрастания на ACS SPI (учитывая рентгеновский фон) относительно раннее +16.5 мин [29]. Возможно, это связано со сложным характером эрупции [30] и отсутствием наблюдений LASCO в этом событии до +33 мин ([https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/)). В случае же протонного события 28 октября (GLE 73, см. табл. 1) положение активной области на солнечном диске (S26W02) не позволяет однозначно отождествить поздний приход протонов и медленный рост их интенсивности со значением РА = 189°. В этих двух событиях значения РА близки, и можно спекулировать, приписывая наблюдаемое различие времен первого прихода распространению протонов по долготе.



**Рис. 4.** Второй кадр наблюдения КВМ в поле зрения LASCO C2: левые панели (а, в, д) показывают благоприятное распространение КВМ; правые панели (б, г, е) – неблагоприятное (см. рис. 3 и табл. 1).



**Рис. 5.** Временные профили темпа счета ACS SPI за 50 мс (сглаженные средние за 1 мин, фон вычтен) в событиях 1, 3, 7, 15 (согласно табл. 1).

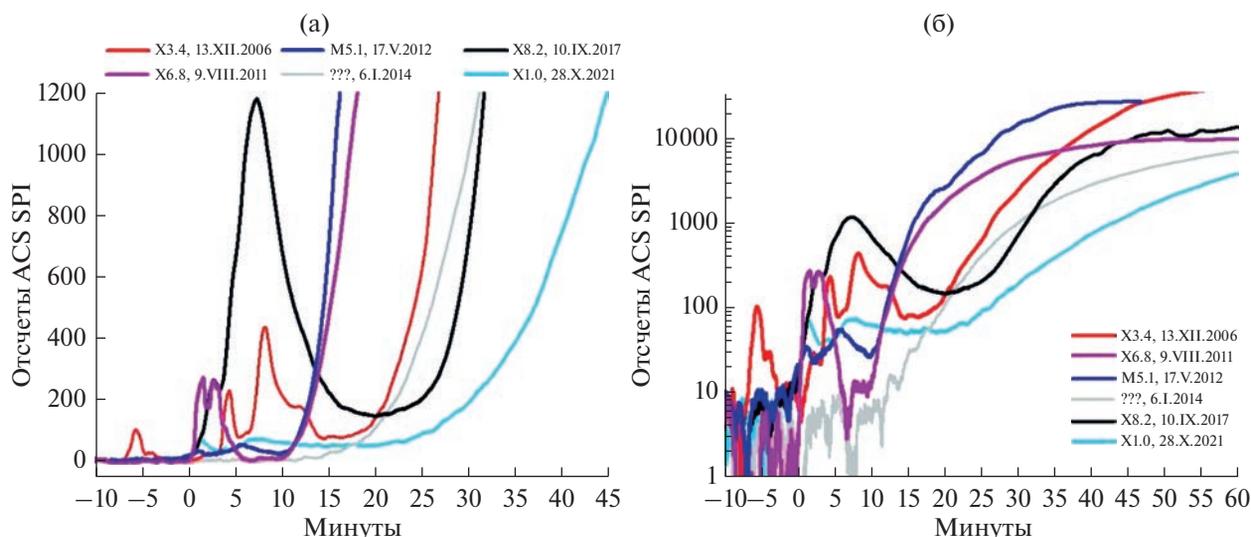
Два других события на рис. 5: 6 июня 2011 г. и 27 января 2012 г. – события без GLE, для которых первый приход протонов на +20 мин ожидаемый. Положение вспышек и направление распространения КВМ относительно эклиптики в них были симметричными (S21W54 (S21 < S32) и N27W71 (N27 ≈ N22), соответственно, см. табл. 1). Различие долгот вспышек укладывается в наши оценки размера источника СП. Самый медленный рост сигнала ACS SPI на рис. 5 у события 28 октября 2021 г. (S26 < S81, см. табл. 1).

На рис. 6 приведено сравнение всех GLE событий, рассмотренных в нашей работе, с событи-

ем без GLE 9 августа 2011 г. [18, 20] и событием subGLE 6 января 2014 г. [36, 37]. Это важно, так как 9 августа (без GLE) – пример самого быстрого развития протонного возрастания (приход протонов на +10 мин), а subGLE (от залимбового источника) – ожидаемо медленного (рис. 6а). Заметим, что самый быстрый приход протонов был в GLE 69 20 января 2005 г. [3, 45] на +8 мин, если выбрать 0 времени (06.40 UT) как в работе [29]. Мы не включили это событие в таблицу в виду плохих наблюдений КВМ на LASCO.

Пара 9 августа 2011 г. и 17 мая 2012 г. подробно рассмотрена в работе [20], где было показано, что 9 августа не хватило времени для ускорения протонов в нужном количестве до релятивистских энергий для создания GLE. Однако в этих событиях протоны с  $E \sim 100\text{--}500$  МэВ вышли в МП раньше +10 мин, т.е. режим ускорения был самым “быстрым”.

Во всех рассмотренных четырех GLE и одном subGLE первый приход протонов наблюдался до +20 мин (в GLE 72 по данным НМ), что соответствует “быстрому” режиму ускорения. Однако темпы роста интенсивности протонов различались. Темп указывает на функцию инжекции, которая зависит от режима ускорения и процесса распространения в короне. На рис. 6б скорость роста вначале не определяет максимальные значения интенсивности протонов на орбите Земли, необходима длительная и постепенная инжекция на силовую линию в МП. Характеристики (амплитуды) возрастаний HXR излучения не связаны с характеристиками потоков протонов в гелиосфере.



**Рис. 6.** Временные профили темпа счета ACS SPI за 50 мс (сглаженные средние за 1 мин, фон вычтен) в событиях GLE 70, 71, 72 и 73 (согласно табл. 1, строки 1, 8, 14, 15) и subGLE (согласно табл. 1, строка 10) и события без GLE (согласно табл. 1, строка 5).

Взгляд на источники СП при ускорении на ударной волне КВМ описывается для GLE событий 23-го цикла в статье [46] и других значимых GLE событий в статье [47]. Работы с теми же идеями об ускорении СП по событиям 24-го цикла процитированы выше [16, 24, 33–35, 37, 38]. Основные выводы [46, 47]: ускорение частиц и выход в МП происходят на гелиоцентрических расстояниях  $2-4R_s$  в широком телесном угле (до  $100^\circ$ ) по долготе. При этом высота источника растет при увеличении телесного угла. В нашей качественной модели развития эруптивных вспышек ускорение частиц происходит на высотах до  $\sim 1.25R_s$ , а их основной выход на благоприятную силовую линию происходит при пересечении фронта ударной волны как в [46, 47]. Незначительные потоки протонов могут раньше достичь благоприятной силовой линии за счет поперечной диффузии.

## ВЫВОДЫ

Введение условного нуля времени солнечных вспышек (начало радиоизлучения на частотах 8.8–15.4 ГГц) и предположение о необходимом времени ускорения электронов до энергии  $\sim 100$  кэВ (десятки или сотни мс) позволили упорядочить и классифицировать протонные возрастания на ACS SPI:

- “Быстрое” ускорение электронов (десятки мс) соответствует “раннему” приходу протонов на орбиту Земли ( $< 20$  мин) относительно выбранного нуля времени (события 1, 5, 8, 10, 14 в табл. 1). При длительности стохастического ускорения протонов  $> 10$  мин возможно ускорение протонов до релятивистских энергий и, следовательно, реализация “раннего” ( $< 20$  мин) GLE при достаточном количестве СП.

- “Медленное” ускорение электронов (сотни мс) соответствует “позднему” приходу протонов ( $> 20$  мин) (события 3, 4, 6, 7, 9, 13, 15 в табл. 1). При длительности стохастического ускорения протонов  $> 20$  мин возможно достижение ими релятивистских энергий и реализация “позднего” ( $> 20$  мин) GLE при достаточном количестве СП.

- При любом режиме ускорения электронов в большом объеме, занятом эруптивной вспышкой, реализуется источник СП с большими угловыми размерами (т.е. корональное распространение).

- “Задержанный” приход протонов ( $> 30$  мин, события 2, 11, 12 в табл. 1) является следствием ухудшения условий распространения (т.е. коронального удержания при неблагоприятном направлении распространения КВМ), при этом условия распространения в МП практически не меняются.

- Направление распространения КВМ характеризуется в поле зрения коронографа LASCO

позиционным углом (РА). Параметр РА необходимо учитывать при анализе протонных событий.

Работа подготовлена на основе трех докладов авторов на 37-й Всероссийской конференции по космическим лучам памяти М.И. Панасюка, 27 июня–2 июля 2022 г., в НИИЯФ МГУ. Авторы благодарны организаторам конференции за предоставленную возможность.

Работа была поддержана субсидиями по темам “Плазма” (АБС и АМС) в ИКИ РАН и “МАС” (ИЮГ) в ГАО РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Cliver E.W.* History of research on solar energetic particle (SEP) events: the evolving paradigm // *Universal Helio-physical Processes Proc. IAU Symposium No. 257 / eds N. Gopalswamy & D.F. Webb.* 2008. P. 401–412. <https://doi.org/10.1017/S1743921309029639>
2. *Мирошниченко Л.И.* Солнечные космические лучи: 75 лет исследований // *УФН.* 2018. Т. 188. № 4. С. 345–376. <https://doi.org/10.3367/UFNr1017.03.038091>
3. *Klein K.-L.* Radio Astronomical Tools for the Study of Solar Energetic Particles II. Time-Extended Acceleration at Subrelativistic and Relativistic Energies // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences.* 2021. V. 7. Art. 580445. <https://doi.org/10.3389/fspas.2020.580445>
4. *Kahler S.W., Hildner E., van Hollebeke V.A.I.* Prompt solar proton events and coronal mass ejections // *Sol. Phys.* 1978. V. 57. P. 429–443.
5. *Bazilevskaya G.A.* On the early phase of relativistic solar particle events: Are there signatures of acceleration mechanism? // *JASR.* 2009. V. 43. Iss. 4. P. 530–536. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2008.08.005>
6. *Kahler S.W., Sheeley N.R., Jr., Howard R.A. et al.* Associations between coronal mass ejections and solar energetic proton events // *J. Geophys. Res.* 1984. V. 89. № A11. P. 9683–9694. <https://doi.org/10.1029/JA089iA11p09683>
7. *Kahler S.W.* Injection profiles of solar energetic particles as functions of coronal mass ejection heights // *Astrophys. J.* 1994. V. 428. P. 837–842.
8. *Cliver E., Kahler S., Vestrand W.* On the origin of gamma-ray emission from the behind limb flare on 29 September 1989 // *23rd Int. Cosmic Ray Conf.* 1993. V. 3. P. 91–94.
9. *Базилевская Г.А.* Эффекты коронального распространения солнечных протонов с энергией больше 100 МэВ // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1984. Т. 48. № 11. С. 2171–2173.
10. *Klein K.-L., Chupp E.L., Trotter G. et al.* Flare-associated energetic particles in the corona and at 1 AU // *Astron. Astrophys.* 1999. V. 348. P. 271–285.
11. *Ackermann M., Ajello M., Albert A. et al.* High-energy gamma-ray emission from solar flares: summary of *Fermi* large area telescope detections and analysis of two M-class flares // *Astrophys. J.* 2014. V. 787. Iss. 1. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/787/1/15>
12. *Ajello M., Albert A., Allafort A. et al.* Impulsive and long duration high-energy gamma-ray emission from the

- very bright 2012 March 7 solar flares // *Astrophys. J.* 2014. V. 789. Iss. 1. Art. 20.  
<https://doi.org/10.1088/0004-637x/789/1/20>
13. *Ajello M., Baldini L., Bastieri R. et al.* First Fermi-LAT Solar Flare Catalog // *Astrophys. J. Suppl.* 2021. V. 252. Art. 13.  
<https://doi.org/10.3847/1538-4365/abd32e>
  14. *Ackermann M., Allafort A., Baldini L. et al.* Fermi-LAT observations of high-energy behind-the-limb solar flares // *Astrophys. J.* 2017. V. 835 Art. 219.  
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/835/2/219>
  15. *Cliver E.W.* Flare versus shock acceleration of high-energy protons in solar energetic particle events // *Astrophys. J.* 2016. V. 832. Art. 128.  
<https://doi.org/10.3847/0004-637X/832/2/128>
  16. *Gopalswamy N., Yashiro S., Mäkelä P. et al.* The common origin of high-energy protons in solar energetic particle events and sustained gamma-ray emission from the Sun // *Astrophys. J.* 2021. V. 915. Art. 82.  
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac004f>
  17. *Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И. и др.* Солнечные электроны и протоны в событиях 4–10 сентября 2017 г. и сопутствующие явления // *Физика Плазмы.* 2020. Т. 46. № 2. С. 139–153.  
<https://doi.org/10.31857/S0367292120020134>
  18. *Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И. и др.* Две фазы солнечных вспышек и стохастический механизм ускорения электронов и протонов // *Астрофизика.* 2020. Т. 63. № 3. С. 437–449.
  19. *Miller J.A., Cargill P.J., Emslie A.G. et al.* Critical issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. A7. P. 14631–14660.  
<https://doi.org/10.1029/97JA00976>
  20. *Григорьева И.Ю., Струминский А.Б.* Формирование источника солнечных космических лучей в eruptивных вспышках X6.9 9 августа 2011 г. M5.1 и 17 мая 2012 г. // *Астрон. журн.* 2022. Т. 99. № 6. С. 486–495.  
<https://doi.org/10.31857/S0004629922060044>
  21. *Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И., Садовский А.М.* Связь между длительностью и величиной ускорения корональных выбросов массы // *Геомагнетизм и аэрономия.* 2021. Т. 61. № 6. С. 683–693.  
<https://doi.org/10.31857/S001679402105014X>
  22. *Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И., Садовский А.М.* Солнечные электроны и протоны во вспышках с выраженной импульсной фазой // *Изв. РАН Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 8. С. 1180–1184.  
<https://doi.org/10.31857/S0367676521080305>
  23. *Лысенко А.Л., Фредерикс Д.Д., Флейшман Г.Д. и др.* Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек // *УФН.* 2020. Т. 190. С. 878–894.  
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.06.038757>
  24. *Gopalswamy N., Makela P.* Latitudinal Connectivity of Ground Level Enhancement Events // *ASP Conference Series.* 2013.
  25. *Cliver E.W., Makhaldi F., Muscheler R.* Solar longitude distribution of high-energy proton flares: fluences and spectra // *Astrophys. J. Lett.* 2020. V. 900. Art. L11.  
<https://doi.org/10.3847/2041-8213/abad44>
  26. *Winter L.M., Bernstein V., Omodei N. et al.* A Statistical Study to Determine the Origin of Long-duration Gamma-Ray Flares // *Astrophys. J.* 2018. V. 864. Art. 39.  
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad3c0>
  27. *Share G.H., Murphy R.J., White S.M. et al.* Characteristics of Late-phase >100MeV Gamma-Ray Emission in Solar Eruptive Events // *Astrophys. J.* 2018. V. 869. Art. 182.  
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaebf7>
  28. *de Nolfo G.A., Bruno A., Ryan J.M. et al.* Comparing long-duration gamma-ray flares and high-energy solar energetic particles // *Astrophys. J.* 2019. V. 879. Art. 90.  
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab258f>
  29. *Струминский А.Б., Зимовец И.В.* К оценке времени прихода первых релятивистских солнечных протонов на Землю // *Изв. РАН Сер. физ.* 2009. Т. 73. № 3. С. 332–335.
  30. *Grechnev V.V., Kiselev V.I., Uralov A.M. et al.* An Updated View of Solar Eruptive Flares and the Development of Shocks and CMEs: History of the 2006 December 13 GLE-Productive Extreme Event // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 2013. V. 65. Art. S9.  
<https://doi.org/10.1099/pasj/65.sp1.S9>
  31. *Papaioannou A., Kouloumvakos A., Mishev A. et al.* The first ground-level enhancement of solar cycle 25 on 28 October 2021 // *Astron. Astrophys.* 2022. V. 660. Art. L5.  
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/202142855>
  32. *Mishev A.L., Kocharov L.G., Koldobskiy S.A. et al.* High resolution spectral and anisotropy characteristics of solar protons during the GLE № 73 on 28 October 2021 derived with neutron monitor analyses // *Sol. Phys.* 2022. V. 298. Iss. 7. Art. 88.  
<https://doi.org/10.1007/s11207-022-02026-0>
  33. *Gopalswamy N., Xie H., Akiyama S. et al.* The first ground level enhancement event of solar cycle 24: direct observation of shock formation and particle release heights // *Astrophys. J.* 2013. V. 765. Art. L30  
<https://doi.org/10.1088/2041-8205/765/2/L30>
  34. *Gopalswamy N., Yashiro S., Thakur N. et al.* The 2012 July 23 backside eruption: an extreme energetic particle event? // *Astrophys. J.* 2016. V. 833. Iss. 2. Art. 216.  
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/833/2/216>
  35. *Gopalswamy N., Yashiro S., Mäkelä P. et al.* Extreme kinematics of the 2017 September 10 solar eruption and the spectral characteristics of the associated energetic particles // *Astrophys. J.* 2018. V. 863. Iss. 2. Art. L39.  
<https://doi.org/10.3847/2041-8213/aad86c>
  36. *Omodei N., Pesce-Rollins M., Longo F. et al.* Fermi-LAT Observations of the 2017 September 10 Solar Flare // *Astrophys. J.* 2018. V. 865. Art. L7.  
<https://doi.org/10.3847/2041-8213/aae077>
  37. *Thakur N., Gopalswamy N., Xie H. et al.* Ground level enhancement in the 2014 January 6 solar energetic particle event // *Astrophys. J.* 2014. V. 790. Art. L13.  
<https://doi.org/10.1088/2041-8205/790/1/L13>
  38. *Gopalswamy N., Mäkelä P. and Yashiro S.* Particle acceleration and transport at the Sun inferred from Fermi/LAT observations of >100 MeV gamma-rays // *Proc./ AOGS 2021 (18th Annual Meeting of the Asia Oceania Geosciences Society).* 2021. ArXiv:2108.11286.
  39. *Kocharov L., Omodei N., Mishev A. et al.* Multiple sources of solar high-energy protons // *Astrophys. J.*

2021. V. 915. Iss. 1. Art. 12.  
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/abff57>
40. *Pesce-Rollins M., Omodei N., Krucker S. et al.* The coupling of an EUV coronal wave and ion acceleration in a Fermi-LAT behind-the-limb solar flare // *Astrophys. J.* 2022. V. 929. Art. 172.  
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac5f0c>
41. *Bieber J.W., Clem J., Evenson P. et al.* A maverick GLE: the relativistic solar particle event of December 13, 2006 // *Proc. 30th ICRC.* 2008. V. 1. P. 229–232.
42. *Klein K.-L., Musset S., Vilmer N. et al.* The relativistic solar particle event on 28 October 2021: Evidence of particle acceleration within and escape from the solar corona // *A&A.* 2022. V. 663. Art. A173.  
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/202243903>
43. *Chertok I.M.* On some features of the solar proton event on 2021 October 28 – GLE73 // *MNRAS.* 2022. V. 517. Iss. 2. P. 2709–2713.  
<https://doi.org/10.1093/mnras/stac2843>
44. *Li X., Wang Y., Guo J. et al.* Solar energetic particles produced during two fast coronal mass ejections // *Astrophys. J. Lett.* 2022. V. 928. Art. L6.  
<https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac5b72>
45. *Струминский А.Б.* Многократное ускорение протонов на Солнце и их свободное распространение до Земли 20 января 2005 г. // *ПАЖ.* 2006. Т. 32. № 10. С. 767–776.
46. *Reames D.V.* Solar release times of energetic particles in ground-level events // *Astrophys. J.* 2009. V. 693. P. 812–821.  
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/693/1/812>
47. *Reames D.V.* Solar energetic-particle release times in historic ground-level events // *Astrophys. J.* 2009. V. 706. P. 844–850.  
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/706/1/844>

УДК 544.541

## РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ ПРИ СОВМЕСТНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ДЕСТАБИЛИЗИРУЮЩИХ ФАКТОРОВ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА НА ЭТАПЕ КОНСТРУИРОВАНИЯ

© 2023 г. П. И. Дидык<sup>1</sup>, \*, А. А. Жуков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),  
Москва, Россия

\**Felix\_engine@mail.ru*

Поступила в редакцию 10.07.2022 г.

После доработки 26.12.2022 г.

Принята к публикации 27.12.2022 г.

Представлена оценка совместного действия дестабилизирующих факторов космического пространства на типовые микроэлектронные компоненты в конструкции бортовой аппаратуры космического аппарата, показана оценка характеристик микроэлектронных компонентов в условиях воздействия радиации.

DOI: 10.31857/S0023420622600209, EDN: BVDRNL

### ВВЕДЕНИЕ

Задача обеспечения радиационной стойкости бортовой микроэлектронной аппаратуры, применимой в космических аппаратах (КА), является одной из наиболее важных задач, напрямую влияющей на работоспособность и срок активного существования КА в целом.

Целью работы является оценка радиационной стойкости микроэлектронных приборов в условиях воздействия нескольких факторов на этапе проектирования бортовой аппаратуры космического аппарата.

Для подтверждения работоспособности бортовой микроэлектронной аппаратуры космического аппарата (БО КА) в условиях воздействия дестабилизирующих факторов космического пространства (ДФКП) в части радиационного воздействия проводится только оценка стойкости БО КА к воздействию тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) и ионизирующего излучения КА по дозовым эффектам, что является недостоверным реальным условиям функционирования БО КА. Для получения наиболее приближенных данных по влиянию ДФКП на приборы, эксплуатируемые в космическом пространстве, необходимо учитывать совместное влияние нескольких внешних воздействующих факторов на электрические характеристики микроэлектронной аппаратуры и на радиационную стойкость в целом.

### УСЛОВИЯ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ БОРТОВОЙ МИКРОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Изначально определяется назначение БО, условия ее функционирования, расположение внутри или снаружи КА. Определяется орбита, время активного функционирования аппаратуры и возможное прохождение над районом Южно-атлантической аномалии (ЮАА), представляющей собой область с пониженной силой магнитного поля планеты, распространяющуюся над Южной Америкой и южной частью Атлантики ([http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/gallery/misc\\_saad.html](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/gallery/misc_saad.html)). Поток протонов естественного радиационного пояса Земли (ЕРПЗ) максимален в районе прохождения ЮАА. В этой области величина магнитного поля на уровне океана такая, как на высоте порядка 1000 км вне аномалии. ЮАА представляет собой снижение уровня магнитосферы в этой зоне, вследствие чего КА на низкой орбите Земли, проходя через ЮАА, выходит из-под защитного поля естественной защиты Земли (магнитосферы) и подвержен воздействию потоков протонов и электронов из космического пространства. Известно, что из-за ослабленного магнитного поля Земли и появления на низких орбитах высокоэнергетических потоков заряженных частиц, находящихся в околоземном пространстве (<https://www.nasa.gov/feature/nasa-researchers-track-slowly-splitting-dent-in-earth-s-magnetic-field>),

при прохождении КА фиксируют сбои и отказы бортовой аппаратуры. В [1] рассмотрен эффект влияния пространственной ориентации *Международной космической станции (МКС)* на мощность дозы при прохождении станции ЮАА. Недавний прогноз показывает, что Южно-атлантическая магнитная аномалия мигрирует на запад [2].

Радиационная обстановка на борту КА, в основном, определяется следующими источниками ионизирующего излучения (ИИ): электроны и протоны естественных радиационных поясов Земли, протоны Солнечных космических лучей (СКЛ), галактические космические лучи (ГКЛ) [3]. Протоны и тяжелые заряженные частицы ГКЛ представляют опасность, как правило, с точки зрения генерации эффектов одиночных событий в ИС высокой степени интеграции и их вклад в интегральные дозовые эффекты в дальнейшем не учитывается. Околоземное космическое пространство (КП) с точки зрения формирования радиационной обстановки в объеме КА можно условно разделить на две основные зоны. Внешняя зона состоит из захваченных электронов с максимальной энергией  $\approx 7$  МэВ; внутренняя зона содержит захваченные электроны и протоны с энергиями до 400 МэВ. Интенсивность и энергетический спектр электронного и протонного излучений КП сильно зависят от высоты орбиты и, в меньшей степени, от угла наклона. Отказы и функциональные сбои радиоэлектронной аппаратуры КА в значительной степени определяются радиационными эффектами в современной электронной компонентной базе (ЭКБ). Наиболее радиационно-критичная ЭКБ БО КА – изделия микроэлектроники, твердотельные СВЧ и оптоэлектроника. Доминирующие механизмы отказов – дозовые и одиночные эффекты.

Микроэлектронные устройства, подверженные влиянию радиации можно подразделить на типовых представителей: статические оперативные запоминающие устройства (СОЗУ), микропроцессоры (МП), перепрограммируемые постоянные запоминающие устройства (ППЗУ, flash), вторичные источники питания (ВИП), ПЛИС, приемопередатчики, буфера, дискретные диоды, твердотельные СВЧ приборы, оптоэлектронные устройства. Общее количество сбоев и отказов ЭКБ БО КА из-за радиационных факторов составляет 35–40%, из них 2/3 приходится на эффекты от воздействия высокоэнергетичных протонов (ВЭП) и тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ). Уровень радиационных воздействий в каждой зоне зависит от используемых материалов и толщины конструкционной защиты, а также от параметров орбиты. В настоящее время эффекты, вызываемые в изделиях микроэлектронной техники одиночными заряженными частицами космического пространства, являются одной из главных причин, ограничивающих стойкость радио-

электронной аппаратуры на борту космического аппарата.

При воздействии на активные ЭК ИИ космического пространства вызывает дозовые эффекты, как результат воздействия электронов и протонов (частицы низких энергий до 1 МэВ), и одиночные события радиационных эффектов, как результат воздействия СКЛ и ГКЛ – ТЗЧ и протонов (частицы с энергиями более 1 МэВ) [4].

Эффекты воздействия полной дозы связаны с накоплением положительного заряда в диэлектриках и проявляются в КМОП-схемах несколькими основными путями (<https://habr.com/ru/post/452128>).

### ОЦЕНКА СОВМЕСТНОГО ВЛИЯНИЯ НЕСКОЛЬКИХ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВУЮЩИХ ФАКТОРОВ

На бортовую аппаратуру и материалы, входящие в состав КА одновременно воздействуют ДФКП, к которым относят атомарный кислород, вакуум, УФ-излучение, радиационное, микрометеоритное, термоциклическое, плазменное воздействие и другие [5]. Наиболее известны и изучены эффекты от воздействия факторов космического пространства на материалы. Например, набегающий поток атомарного кислорода в вакууме на полиимидные пленки приводит к образованию анизотропии [6]. Об эффектах при одновременном воздействии ДФКП на материалы и аппаратуру, усиливающих или, наоборот, ослабляющих электрические характеристики сообщалось ранее в работах НИИЯФ МГУ [7, 8].

Оценка стойкости аппаратуры на соответствие требований по сбое-отказоустойчивости под воздействием потоков и тяжелых заряженных частиц проводится в соответствии с [9] с использованием спектров. Метод [9] основан на расчете частоты сбоев микроэлектронной аппаратуры за счет действия заряженных частиц космического пространства и проводится по математической модели согласно [10]. Частота сбоев составных частей аппаратуры (микроэлектронных компонентов) определяется отдельно для заряженных частиц СКЛ, ГКЛ и радиационного поля земли (РПЗ) с учетом толщины защитного экрана. Суммарная частота сбоев за счет действия заряженных частиц РПЗ, ГКЛ и СКЛ численно равна сумме частот сбоев за счет действия заряженных частиц РПЗ, ГКЛ и СКЛ. Вероятность возникновения катастрофического отказа БО КА за счет действия ТЗЧ космического пространства рассчитывается согласно [10]. В зависимости от требуемой вероятности безотказной работы определяется необходимая толщина внешней защиты. Оценка стойкости микроэлектронной аппаратуры к воздействию электронного и протонного излучений

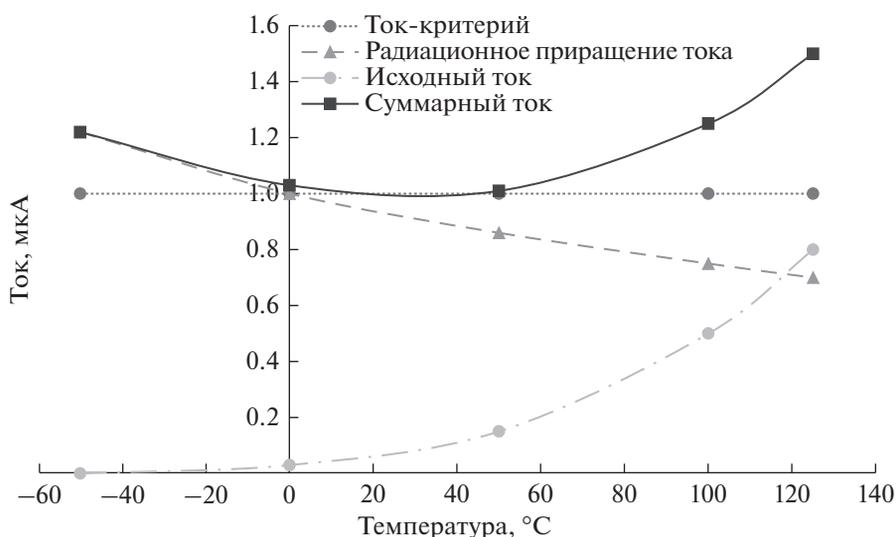


Рис. 1. Пример температурного и радиационного влияния на диодную структуру.

космического пространства по дозовым эффектам проводится в соответствии с [11]. Расчет уровня стойкости блока микроэлектронной аппаратуры проводится поэлементным методом и заключается в сравнении уровня стойкости каждого типа ЭК с уровнем радиационного воздействия на него (поглощенных доз электронов, протонов и суммарной дозы), определенного расчетным путем. Результатом оценки является коэффициент запаса по радиационной стойкости [4]. С ростом высоты орбиты накопленная доза растет, а с увеличением толщины защиты — уменьшается. Исключение: радиационные пояса Земли, где радиационный фон выше, чем вне их.

При оценке радиационной стойкости БО КА также необходимо учитывать влияние других внешних воздействующих факторов на радиационную стойкость ЭКБ, например, влияние температуры. Проблема температурных эффектов: исходные значения параметров-критериев могут гораздо сильнее зависеть от температуры, чем радиационные приращения. На рис. 1 представлен пример совместного температурного и радиационного влияния на дискретный полупроводниковый диод, выполненный по биполярной технологии на кремниевом основании. Известно, что при увеличении температуры возрастает концентрация неосновных носителей в кристалле полупроводника. Это приводит к росту обратного тока перехода, а также уменьшению объемного сопротивления области базы. При увеличении температуры обратный ток насыщения увеличивается примерно в 2 раза у германиевых и в 2.5 раза у кремниевых диодов на каждые  $10^{\circ}\text{C}$ . Радиационное приращение тока утечки связано с ионизацией структуры при облучении ионами с определенным значением интегрального потока (флюенса). Ток

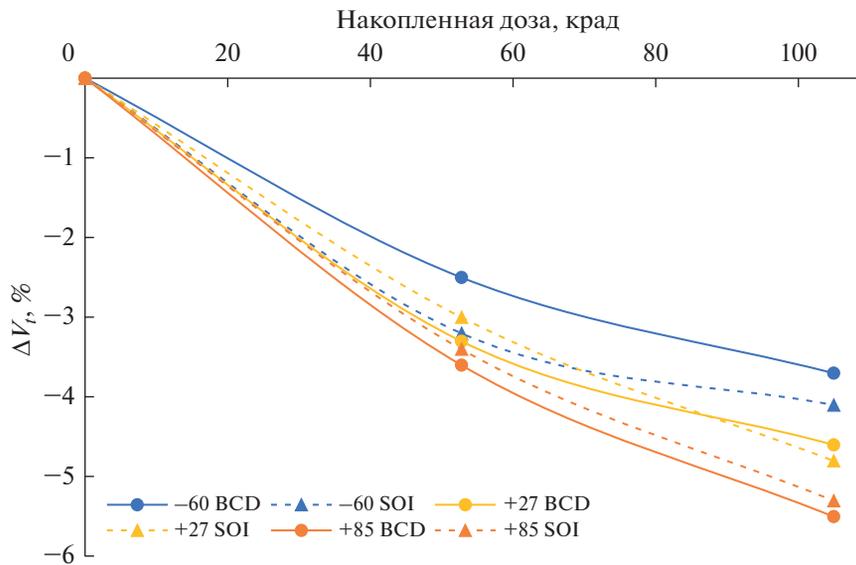
утечки диода при совместном воздействии двух факторов равен сумме токов утечки при воздействии каждого фактора.

Еще один пример — изменение температуры окружающей среды приводит к более сильной деградации пороговых напряжений в низковольтных MOS транзисторах для BCD (bipolar-CMOS-DMOS) и SOI (silicon on insulator) в условиях набора дозы радиации (рис. 2 и 3) [12]. Эту зависимость можно объяснить тем, что с увеличением температуры окружающей среды увеличивается подвижность носителей заряда. Причем в противодействие вступают 2 эффекта: обладающие большей подвижностью заряды имеют больше шансов достичь центры захвата до рекомбинации, и одновременно повышается вероятность рекомбинировать с другими носителями по пути к центрам захвата.

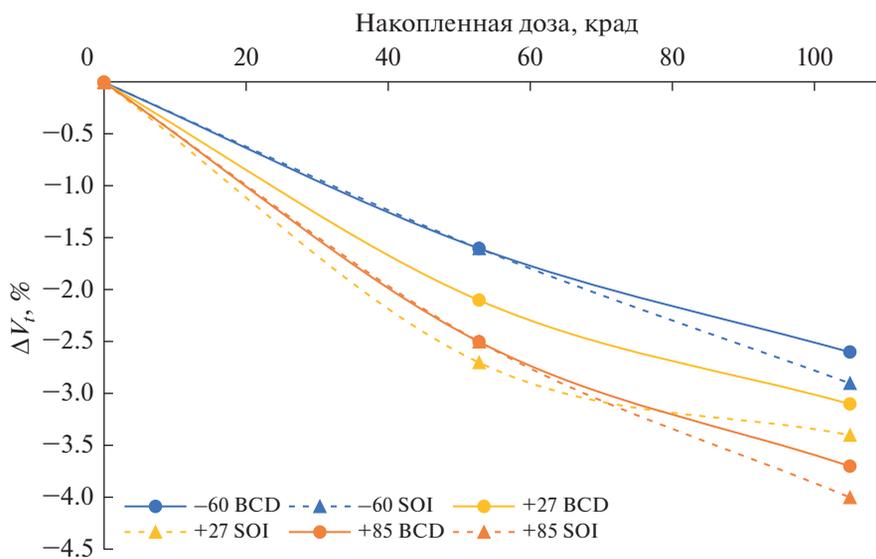
Оценка совместного влияния нескольких факторов при оценке радиационной стойкости на этапе проектирования и предварительных испытаний сводится к:

- расчетному анализу совместных влияний двух и более факторов на аппаратуру;
- экспериментальному исследованию конкретного прибора на совместное воздействие всех факторов.

В результате чего возможно сформировать базу совместного действия различных факторов на радиационную стойкость различных микроэлектронных приборов, что позволит в дальнейшем упростить разработку новой аппаратуры и избежать возможных отказов ее на этапе эксплуатации.



**Рис. 2.** Изменение пороговых напряжений  $\Delta V_t$  низковольтных NMOS транзисторов для BCD и SOI от температуры окружающей среды в условиях набора дозы радиации [12].



**Рис. 3.** Изменение пороговых напряжений  $\Delta V_t$  низковольтных PMOS транзисторов для BCD и SOI от температуры окружающей среды в условиях набора дозы радиации [12].

### КОНСТРУКТИВНЫЕ МЕРЫ ЗАЩИТЫ ОТ РАДИАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Задача по обеспечению стойкости БО КА к ДФКП состоит в подборе микроэлектронных компонентов, обеспечивающих требуемую радиационную стойкость, а также разработку конструкции и корпуса БО КА, позволяющих снизить энергетическое воздействие на ЭК за счет поглощения или снижения части энергии. Для предварительной оценки локальных дозовых нагрузок в элементах КА и защитных свойств кон-

струкционных материалов нужно рассмотреть изменение дозы ИИ КП от толщины защиты в стандартной геометрии. Связанность дозы электронного излучения от толщины барьера из алюминия имеет характерную двугорбую зависимость с максимумами вблизи 4000 и 20000 км. Максимальная доза протонного излучения достигается на высоте примерно 3000 км [13].

Рассмотрение основных результатов расчетных исследований по оптимизации состава и структуры защитных экранов для элементов мик-

роэлектроники КА следует начать с анализа эффективности ослабления дозовых характеристик ИИ КП однородными барьерами из материалов с различным атомным номером  $Z$ . Вольфрам обладает лучшими защитными свойствами для электронов КП, алюминий — для протонов. Полная доза электронов и протонов КП в диапазоне толщин до  $2.0 \text{ г/см}^2$  эффективнее ослабляется защитным барьером из вольфрама [13]. Дальнейшая оптимизация локальной радиационной защиты заключается в том, чтобы при заданной массовой толщине защитного экрана подобрать комбинацию однородных слоев из доступных компонентов, обеспечивающую максимальное ослабление дозовых характеристик ИИ КП для заданных спектрально-энергетических характеристик и флюенсов электронов и протонов КП.

В многочисленных исследованиях [14–19] показано, что радиационная защита наиболее эффективна тогда, когда материал с высоким атомным номером  $Z$  располагается между слоями материала с низким атомным номером. При фиксированной массовой толщине защитного экрана в диапазоне от  $0.5$  до  $1.5 \text{ г/см}^2$  такая композиция позволяет снизить полную дозу электронов и протонов КП от трех до пяти раз по сравнению с однородной защитой, например, из алюминия.

Оптимальные защитные свойства представленной выше трехслойной структуры определяются рассмотренными выше зависимостями тормозных способностей материалов от их атомного номера  $Z$ . Внешний слой алюминия ослабляет высокоэнергетические электроны, но в то же время является источником тормозного излучения. Средний слой из тяжелого материала (вольфрам) эффективно ослабляет тормозное излучение (ТИ) благодаря высокому сечению фотоэффекта, однако генерирует фотокомптоновские электроны. Генерация ТИ в среднем слое незначительна. Кроме того, вольфрам эффективно замедляет выходящие из первого слоя первичные электроны. Наконец, третий слой (алюминий) полностью отсекает вторичные фотокомптоновские электроны, а также ослабляет ТИ, выходящее из первого слоя.

Начиная с толщин защиты от  $1.5$ – $2.0 \text{ г/см}^2$  при воздействии электронного и протонного излучений космического пространства (ионизирующего излучения) накопленная доза, приводящая к дозовым (необратимым параметрическим) эффектам в микроэлектронике, возрастает значительно медленнее, поскольку определяется вторичным тормозным излучением [13]. Электроны не проходят слои более  $3 \text{ г/см}^2$ . Для протонов, начиная с толщин  $1.0$ – $1.5 \text{ г/см}^2$ , спад дозы также замедляется, поскольку в спектре протонов после отсечки низкоэнергетической части остаются высокоэнергетические протоны с большой проника-

ющей способностью. Отсюда следует, что массовые толщины защитных экранов (включая толщину корпуса изделия), лежат в диапазоне до  $2.0 \text{ г/см}^2$ . Поэтому применение дополнительных защитных экранов при суммарной толщине конструктивных материалов КА (включая толщины корпусов приборов и отдельных ИС) более указанной величины не приводит к заметному снижению локальных дозовых нагрузок в объеме КА.

### КОНСТРУКТИВНЫЕ МЕРЫ ЗАЩИТЫ ОТ ЛОКАЛЬНЫХ ПЕРЕГРЕВОВ

Так как на электрические характеристики оказывает влияние температура функционирования, то обеспечение допустимого температурного диапазона является также актуальным.

Для обеспечения теплоизоляции аппаратуры используется многослойная внешняя теплоизоляция, в частности, на основе таких материалов как:

- стеклоткань ТСОН-СОТМ-БЦ [20];
- экранно-вакуумная теплоизоляция ЭВТИ-2Б-М-21 [21];
- экранно-вакуумная теплоизоляция ЭВТИ-2И1-4 [21].

Наружный облицовочный слой стеклоткани ТСОН-СОТМ-БЦ выполнен из отражающего поток солнечной радиации материала. При этом наружная облицовочная стеклоткань пропускает примерно 40% потока солнечной радиации.

Внутренние слои ЭВТИ — это набор экранов, состоящих из материалов с высокой отражающей способностью, разделенных прокладками из материалов с низкой теплопроводностью.

В ЭВТИ-2Б-М-21 в качестве экранов применяется пленка полиэтилентерефталатная (ПЭТ) металлизированная алюминием, формованная на металлической сетке. В ЭВТИ-2И1-4 в качестве экранов применяется пленка полиимидная ПМ-1ЭУ-ДА, толщиной  $20 \text{ мкм}$ . В качестве прокладок используется холст стекловолокнистый ХСВН-7.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрен пример оценки радиационной стойкости микроэлектронной аппаратуры, эксплуатируемой в составе космического аппарата. Рассмотрены факторы воздействия радиации космического пространства на БО КА, показано влияние других факторов на радиационную стойкость ЭКБ, в частности, влияние температуры. Выявлена взаимозависимость нескольких факторов на электрические характеристики микроэлектронной аппаратуры, определена необходимость комплексной защиты от совместного действия радиации и температуры в БО КА. Совместное действие радиации и повышенной температуры может приводить как к ускоренной

деградации, так и к уменьшению количества структурных дефектов за счет отжига, что необходимо учитывать на этапе конструирования. Представлены конструктивные меры защиты от радиационного излучения и от локальных перегревов, позволяющие минимизировать влияние каждого воздействующего фактора на изменение характеристик микроэлектронных приборов в целом. Инженерная реализация защиты зависит от орбиты нахождения КА.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Дробышев С.Г., Бенгин В.В.* Мощность дозы в служебном модуле станции при прохождении области Южно-атлантической аномалии // *Космические исследования*. 2011. Т. 49. № 5. С. 411–418.
2. *Григорян О.Р., Петров А.Н.* Дрейф Южно-атлантической магнитной аномалии по данным спутника SAMPEX за период с 1993 по 2004 год // *Конференция молодых ученых “Современные проблемы в астрофизике и физике космической плазмы” / Труды. Международная Байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике*. 2007. С. 109–112.
3. *Таперо К.И., Улимов В.Н., Членов А.М.* Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах космического применения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2012.
4. *Жаднов В.В., Полесский С.Н., Артюхова М.А., Прохоров В.П.* Обеспечение радиационной стойкости аппаратуры космических аппаратов при проектировании // *Компоненты и технологии*. 2010. Т. 110. № 9. С. 93–98.
5. *Панасюк М.И., Новиков Л.С.* Модель космоса: Научно-информационное издание: В 2 томах. М.: Книжный дом “Университет”, 2007.
6. *Пасевич О.Ф.* Исследование свойств и структуры полиимидных пленок после воздействия факторов космического пространства низких земных орбит: Дис. ... канд. хим. наук: 02.00.09 Обнинск, 2006. 113 с. РГБ ОД, 61:06-2/401.
7. *Новиков Л.С.* Настоящее и будущее космического материаловедения // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* 2010. № 4. С. 25–32.
8. *Новиков Л.С.* Взаимодействие космических аппаратов с окружающей плазмой. М.: Университетская книга, 2006.
9. РД 134-0139-2005. Нормативный документ по стандартизации РКТ. Аппаратура, приборы, устройства и оборудование космических аппаратов. Методы оценки стойкости к воздействию заряженных частиц космического пространства по одиночным сбоям и отказам. М.: ЦНИИмаш. 2005.
10. *Парамонов И.Б., Мазин А.В., Ливенцев В.А.* Повышение надежности средств защиты информации при работе в условиях ионизирующих излучений космического пространства // *Вопросы радиоэлектроники*. 2017. № 6. С. 105–112.
11. ОСТ 134-1034-2012. Аппаратура, приборы, устройства и оборудование космических аппаратов. Методы испытаний и оценки стойкости бортовой радиоэлектронной аппаратуры космического пространства к воздействию электронного и протонного излучения космического пространства по дозовым эффектам. М.: Госстандарт, 2012.
12. *Нагорнов А.Ю.* Исследование и разработка методики повышения стойкости высоковольтных КМОП микросхем к накопленной дозе радиации [Текст]: дис. ... канд. техн. наук: 05.27.01 / *Нагорнов Алексей Юрьевич*. М., 2022. 116 с. <https://e-catalog.nlb.by/Record/BY-NLB-br0001759268>
13. *Вилков Ф.Е.* Разработка композитного радиационно-защитного покрытия для радиоэлектронной аппаратуры космических аппаратов [Текст]: дис. ... канд. техн. наук: 05.16.06 / *Вилков Федор Евгеньевич*. М., 2018. 122 с.
14. *Källén G.* Elementary particle physics. MA: Addison-Wesley, 1964.
15. *Джур Е.А., Санин А.Ф., Божко С.А.* Композиционный материал для защиты радиоэлектронной аппаратуры космических аппаратов от ионизирующего излучения // *Вест. СибГАУ*. 2013. № 6.
16. *Андрианов А.Ю., Белоус В.А.* Ослабление гамма-излучения многослойными полимерными дисперсно-наполненными структурами // *Вопросы атомной науки и техники*. 2010. № 5. С. 73–75.
17. *Lohmeyer W.Q., Cahoy K.* Space Weather: Intern // *J. Res. Appl.* 2013. V. 11. P. 476.
18. *Аккерман А.Ф.* Моделирование траекторий заряженных частиц в веществе. М.: Энергоатомиздат. 1981. 200 с.
19. *Заболотный В.Т., Старостин Е.Е., Кочетков А.В.* Оптимальные составы для локальной защиты бортовой электроники от космической радиации // *Физика и химия обработки материалов*. 2008. № 5. С. 8–14.
20. ТУ 5952-001-17547599-94. Ткань стеклянная марки ТСОН и лента стеклянная марки ЛСОН.
21. ОСТ 92-1380-83. Изоляция тепловая экранно-вакуумная. Марки и технические требования.

УДК 629.78

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПРОГРАММ УПРАВЛЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНЫМ ДВИЖЕНИЕМ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА С ОГРАНИЧЕННОЙ ТЯГОЙ

© 2023 г. С. А. Ишков<sup>1</sup>, Г. А. Филиппов<sup>1</sup>, \*

<sup>1</sup>Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева,  
Самара, Россия

\*filippov.ga@ssau.ru

Поступила в редакцию 21.04.2022 г.

После доработки 13.12.2022 г.

Принята к публикации 17.12.2022 г.

Рассматривается задача оптимального управления относительным движением космического аппарата с двигателем конечной тяги на произвольных околокруговых орбитах с использованием принципа максимума Понтрягина. Движение исследуется в орбитальной цилиндрической системе координат, с использованием переменных, записанных в форме вековых и периодических составляющих относительного движения в плоскости орбиты. Основное внимание уделяется анализу структуры оптимального управления при свободной и трансверсальной ориентации вектора тяги при наличии на траектории пассивных участков. В качестве критерия выбора оптимального управления рассматривалось моторное время работы корректирующих двигателей. Определены характерные структуры управления для различных областей начальных условий движения, получены оценки предельных затрат моторного времени.

DOI: 10.31857/S0023420622600155, EDN: BVBNMX

### ВВЕДЕНИЕ

Задача оптимизации номинальных программ управления относительным движением маневрирующего космического аппарата (КА), оснащенного двигателем ограниченной тяги, рассматривалась многими авторами [1–6]. Проводимые исследования имеют большое прикладное значение для задачи выведения космических объектов на геостационарную орбиту, задачи формирования орбитальных спутниковых систем различного класса, задачи управления движением инспекционных КА и специальных КА, предназначенных для борьбы с космическим мусором.

Авторами предложено множество способов формирования номинального управления движением. В статье [1] траектория относительного движения разделена на большое, но конечное число сегментов, в некоторых из которых допускается проведение коррекции. Получена оптимальная (по критерию минимума затрат характеристической скорости) ориентация вектора тяги на каждом сегменте, а затем сегменты траектории соединены в маневры. В работах [3, 6] с использованием принципа максимума Понтрягина получен ряд решений задачи управления выведением КА на геостационарную орбиту с

использованием уравнений орбитального движения в равноденственных элементах.

Несмотря на полученные в последнее время результаты, проблема управления относительным движением не перестала быть актуальной и требует продолжения исследований по различным направлениям.

В настоящей работе исследуются номинальные программы управления с использованием уравнений, записанных в безразмерном виде, что позволяет считать полученные результаты инвариантными по отношению к параметрам КА и высоты базовой орбиты. Важным в теоретическом и практическом плане является определение структуры оптимальных программ управления КА для вариантов трансверсальной и свободной ориентации вектора тяги и получение сравнительных оценок затрат общего и моторного времени на выполнение заданного маневра.

### 1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ

Введем в рассмотрение два космических аппарата – пассивный (КА1) и активный (КА2), снабженный нерегулируемым двигателем ограниченной тяги. Рассмотрим движение активно-

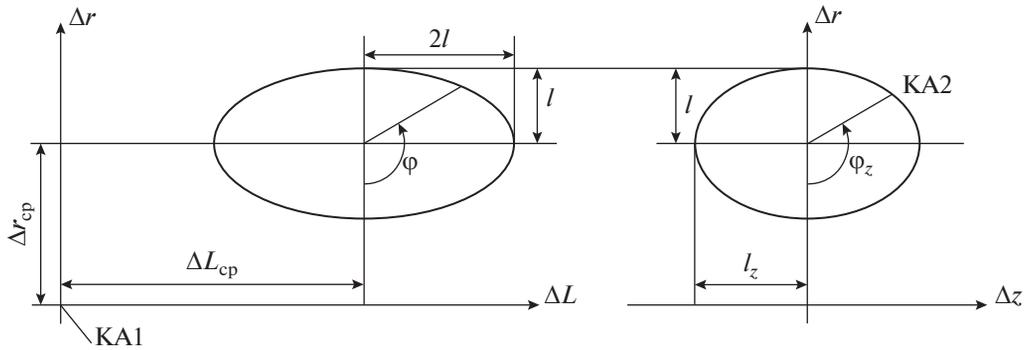


Рис. 1. Вековые и периодические составляющие движения.

го аппарата в цилиндрической системе координат, построенной в центре масс КА1, который движется по круговой орбите. Ось  $Ox$  направим по дуге опорной круговой орбиты,  $Oy$  – вдоль радиус-вектора,  $Oz$  – по бинормали. Запишем линейные уравнения относительного движения двух КА в этой системе координат [7–9]:

$$\begin{aligned} \Delta \dot{r} &= \Delta V_r, \\ \Delta \dot{L} &= \Delta V_u - \lambda \Delta r, \\ \Delta \dot{z} &= \Delta V_z, \\ \Delta \dot{V}_u &= -\lambda \Delta V_r + a_T, \\ \Delta \dot{V}_r &= 2\lambda \Delta V_u + \lambda^2 \Delta r + a_S, \\ \Delta \dot{V}_z &= -\lambda^2 z + a_W. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\Delta r$  – разность радиус-векторов КА1 и КА2;  $\Delta L = \Delta u r_1$  – расстояние между КА1 и КА2 в проекции на плоскость орбиты КА1;  $\Delta u$  – разность угловых координат (аргументов широты);  $\Delta z$  – разность боковых координат;  $\Delta V_r, \Delta V_u, \Delta V_z$  – разность скоростей в радиальном, трансверсальной и боковом направлении соответственно;  $a_S, a_T, a_W$  – соответственно радиальная, трансверсальная и бинормальная составляющая ускорения тяги  $a$  КА2;  $\lambda$  – угловая скорость орбитального движения КА1;  $r_1$  – радиус-вектор КА1.

Как видно из уравнений (1), в линейном приближении продольное движение (составляющие  $\Delta r, \Delta L, \Delta V_r$  и  $\Delta V_u$ ) не связано с боковым (составляющие  $\Delta z, \Delta V_z$ ). При этом в пассивном движении изменение составляющих  $\Delta z, \Delta V_z$  будет подчиняться гармоническому закону. Анализ пассивного продольного движения показывает, что КА2 движется относительно КА1 по эллипсу, центр которого смещается с постоянной скоростью по движению, если центр эллипса лежит ниже КА1 или против движения, если центр эллипса лежит выше КА1. Полуоси эллипса относятся как 2 : 1.

В продольном относительном движении выделим вековые и периодические составляющие [9, 10]. Вековыми будем считать параметры, характеризующие смещение центра эллипса и размер его малой полуоси, а периодическими – разложение космического аппарата на эллипсе. В боковом движении вековым параметром будет амплитуда колебаний в боковой плоскости, а периодическим – фаза колебаний. Введем переменные:

$$\begin{aligned} \Delta r_{cp} &= 2 \left( \Delta r + \frac{\Delta V_u}{\lambda} \right), \\ \Delta L_{cp} &= \Delta L - 2 \frac{\Delta V_r}{\lambda}, \\ l &= \sqrt{\frac{(\Delta L - \Delta L_{cp})^2}{4} + (\Delta r - \Delta r_{cp})^2}, \\ \operatorname{tg}(\varphi) &= \frac{\Delta V_r}{\lambda \Delta r + 2 \Delta V_u}, \\ l_z &= \sqrt{\Delta z^2 + \left( \frac{\Delta V_z}{\lambda} \right)^2}, \\ \operatorname{tg}(\varphi_z) &= \frac{\lambda \Delta z}{\Delta V_z}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\Delta r_{cp}$  – среднее смещение КА2 вдоль радиуса орбиты КА1;  $\Delta L_{cp}$  – среднее смещение КА2 вдоль орбиты КА1;  $l$  – малая полуось эллипса относительного движения;  $l_z$  – амплитуда колебаний в боковой плоскости;  $\varphi$  и  $\varphi_z$  – углы определяющие положение КА2 на эллипсе относительного движения.

Физическая интерпретация переменных (2), для случая пассивного движения показана на рис. 1.

Запишем дифференциальные уравнения для переменных (2). Для этого продифференцируем их правые и левые части по времени и после преобразований получим:

$$\begin{aligned}
 \Delta \dot{r}_{cp} &= \frac{2}{\lambda} a_T, \\
 \Delta \dot{L}_{cp} &= -1.5\lambda \Delta r_{cp} - \frac{2}{\lambda} a_S, \\
 \dot{i} &= \frac{1}{\lambda} (a_S \sin \varphi + 2a_T \cos \varphi), \\
 \dot{\varphi} &= \lambda + \frac{a_S \cos \varphi - 2a_T \sin \varphi}{\lambda l}, \\
 \dot{i}_z &= \frac{1}{\lambda} a_W \cos \varphi_z, \\
 \dot{\varphi}_z &= \lambda - \frac{a_W \sin \varphi_z}{\lambda l_z}.
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

Анализ уравнений (3) показывает, что вековое движение ( $\Delta r_{cp}$  и  $\Delta L_{cp}$ ) связано с периодическим ( $l$  и  $\varphi$ ) только через управляющее ускорение  $a$ , что в ряде случаев позволит рассмотреть вековое движение отдельно от периодического.

В правых частях 4-го и 6-го уравнения системы (3) имеются особенности, связанные с наличием в знаменателе параметров  $l$  и  $l_z$  что приводит к вычислительным трудностям при малых значениях последних, что характерно для околокруговых орбит и орбит с близкими наклонениями.

Для устранения указанных особенностей можно перейти к переменным:

$$\begin{aligned}
 l_x &= l \cos(\varphi), \quad l_y = l \sin(\varphi); \\
 x_z &= l_z \cos(\varphi_z), \quad y_z = l_z \sin(\varphi_z).
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

Запишем в окончательном виде систему дифференциальных уравнений относительного движения, не имеющую вычислительных особенностей:

$$\begin{cases}
 \Delta \dot{r}_{cp} = \frac{2a_T}{\lambda}, \\
 \Delta \dot{L}_{cp} = -1.5\lambda \Delta r_{cp} - \frac{2a_S}{\lambda}, \\
 \dot{i}_x = -\lambda l_y + \frac{2a_T}{\lambda}, \\
 \dot{i}_y = \lambda l_x + \frac{a_S}{\lambda}, \\
 \dot{x}_z = -\lambda y_z + \frac{a_W}{\lambda}, \\
 \dot{y}_z = \lambda x_z.
 \end{cases}
 \tag{5}$$

В дальнейшем ограничимся рассмотрением только продольного относительного движения, полагая, что вектор тяги лежит в местной вертикальной плоскости.

Запишем проекции управляющего ускорения на оси орбитальной цилиндрической системы координат в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 a_T &= a \delta \cos(\alpha), \\
 a_S &= a \delta \sin(\alpha).
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

Здесь  $\alpha$  – угол отклонения вектора тяги от трансверсального направления;  $\delta$  – функция включения тяги  $\delta = \{0; 1\}$  для данного варианта.

Получим уравнения движения в безразмерном виде. Для этого разделим правую и левую часть четырех первых уравнений системы (5) на масштабный множитель для фазовых координат  $K = 2a\lambda^{-2}$  и для времени  $\bar{t} = \lambda t$ , получим:

$$\begin{cases}
 \Delta \dot{\bar{r}}_{cp} = \cos(\alpha) \delta, \\
 \Delta \dot{\bar{L}}_{cp} = -1.5\Delta \bar{r}_{cp} - \sin(\alpha) \delta, \\
 \dot{\bar{i}}_x = \cos(\alpha) \delta - \bar{i}_y, \\
 \dot{\bar{i}}_y = \frac{\sin(\alpha) \delta}{2} + \bar{i}_x.
 \end{cases}
 \tag{7}$$

Система уравнений (7) инвариантна к величине ускорения от тяги КА2 и параметрам орбиты КА1. Далее, для упрощения записи, верхний символ “–” будет опущен. Подразумевается, что все переменные безразмерны.

Учитывая, что расход массы во время маневра мал, то примем, что величина ускорения от тяги КА2 постоянна.

Для полноты модели добавим к уравнениям соотношение для расчета моторного времени работы двигателей:

$$\dot{i}_{mot} = \delta.$$

При трансверсальной ориентации вектора тяги, система (7) примет вид:

$$\begin{cases}
 \Delta \dot{\bar{r}}_{cp} = \delta, \\
 \Delta \dot{\bar{L}}_{cp} = -1.5\Delta \bar{r}_{cp}, \\
 \dot{\bar{i}}_x = \delta - \bar{i}_y, \\
 \dot{\bar{i}}_y = \bar{i}_x, \\
 \dot{i}_{mot} = |\delta|.
 \end{cases}
 \tag{8}$$

Здесь  $\delta = \{-1; 0; 1\}$  – функция включения тяги при ее трансверсальной ориентации.

## 2. ОПТИМАЛЬНОЕ УПРАВЛЕНИЕ

Рассмотрим задачу построения оптимального управления продольными составляющими относительного движения со свободной и трансверсальной ориентацией вектора тяги с пассивными участками.

Для варианта *свободной ориентации вектора тяги* ставится задача определения оптимальной зависимости угла отклонения тяги от трансверсального направления  $\alpha_{opt}$ , от времени и зависимости оптимальной функции включения тяги  $\delta_{opt}$

от времени, которые удовлетворяют граничным условиям:

$$\begin{aligned} t = 0: \quad \Delta r_{cp} &= \Delta r_{cp0}, \quad \Delta L_{cp} = \Delta L_{cp0}, \\ l_x &= l_{x0}, \quad l_y = l_{y0}; \\ t = t_k: \quad \Delta r_{cp} &= 0, \quad \Delta L_{cp} = 0, \quad l_x = 0, \quad l_y = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

и доставляют минимум критерию задачи:

$$t_{\text{мот}} = \int_0^{t_{\text{общ}}} \delta \, dt \rightarrow \min \quad (10)$$

при фиксированной продолжительности маневра  $t_{\text{общ}}$ .

В соответствии с общим алгоритмом принципа максимума Понтрягина, запишем Гамильтониан системы (7):

$$H = \Psi_{\Delta r_{cp}} \cos(\alpha) \delta - \Psi_{\Delta L_{cp}} (1.5 \Delta r_{cp} + \sin(\alpha) \delta) + \Psi_{l_x} (\cos(\alpha) \delta - l_y) + \Psi_{l_y} \left( \frac{\sin(\alpha) \delta}{2} + l_x \right) + \Psi_{t_{\text{мот}}} \delta. \quad (11)$$

Здесь  $\Psi_{\Delta r_{cp}}$ ,  $\Psi_{\Delta L_{cp}}$ ,  $\Psi_{l_x}$ ,  $\Psi_{l_y}$  и  $\Psi_{t_{\text{мот}}}$  – сопряженные переменные, уравнения для которых имеют вид:

$$\begin{aligned} \dot{\Psi}_{\Delta r_{cp}} &= 1.5 \Psi_{\Delta L_{cp}}, \\ \dot{\Psi}_{\Delta L_{cp}} &= 0, \\ \dot{\Psi}_{l_y} &= \Psi_{l_x}, \\ \dot{\Psi}_{l_x} &= -\Psi_{l_y}, \\ \dot{\Psi}_{t_{\text{мот}}} &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Сопряженная система имеет аналитическое решение:

$$\begin{aligned} \Psi_{\Delta r_{cp}}(t) &= \Psi_{\Delta r_{cp0}} + 1.5t \Psi_{\Delta L_{cp0}}, \\ \Psi_{\Delta L_{cp}}(t) &= \Psi_{\Delta L_{cp0}}, \\ \Psi_{l_y}(t) &= \sqrt{\Psi_{l_{x0}}^2 + \Psi_{l_{y0}}^2} \sin \left( t + \arctg \left( \frac{\Psi_{l_{y0}}}{\Psi_{l_{x0}}} \right) \right), \\ \Psi_{l_x}(t) &= \sqrt{\Psi_{l_{x0}}^2 + \Psi_{l_{y0}}^2} \cos \left( t + \arctg \left( \frac{\Psi_{l_{y0}}}{\Psi_{l_{x0}}} \right) \right), \\ \Psi_{t_{\text{мот}}}(t) &= \Psi_{t_{\text{мот}0}}. \end{aligned} \quad (13)$$

Оптимальное управление определим из условия максимума Гамильтониана (11), получим:

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{опт}} &= \arctg \left( \frac{\Psi_{l_y} - \Psi_{\Delta L_{cp}}}{\Psi_{l_x} + \Psi_{\Delta r_{cp}}} \right), \\ \delta_{\text{опт}} &= \\ &= \frac{1 + \text{sign} \left( \sqrt{\left( \frac{\Psi_{l_y} - \Psi_{\Delta L_{cp}}}{2} \right)^2 + (\Psi_{l_x} + \Psi_{\Delta r_{cp}})^2} + \Psi_{t_{\text{мот}}} \right)}{2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Для варианта *трансверсальной ориентации вектора тяги* ставится задача определения оптимальной зависимости функции включения тяги  $\delta_{\text{опт}}$  от времени, которая удовлетворяет граничным условиям (9) и доставляет минимум по затратам моторного времени (10) при фиксированном общем времени  $t_{\text{общ}}$ .

В соответствии с общим алгоритмом принципа максимума Понтрягина, запишем Гамильтониан системы (8):

$$H = \Psi_{\Delta r_{cp}} \delta - \Psi_{\Delta L_{cp}} 1.5 \Delta r_{cp} + \Psi_{l_x} (\delta - l_y) + \Psi_{l_y} l_x + \Psi_{t_{\text{мот}}} |\delta|. \quad (15)$$

Граничные условия задачи имеют вид (9), уравнения для сопряженных множителей и их аналитические решения имеют вид (12) и (13) соответственно.

Оптимальное управление определим как максимум Гамильтониана (15), получим

$$\delta_{\text{опт}} = \begin{cases} -1 & \Psi_{l_x} + \Psi_{\Delta r_{cp}} < -|\Psi_{t_{\text{мот}}}| \\ 0 & -|\Psi_{t_{\text{мот}}}| < \Psi_{l_x} + \Psi_{\Delta r_{cp}} < |\Psi_{t_{\text{мот}}}| \\ 1 & \Psi_{l_x} + \Psi_{\Delta r_{cp}} > |\Psi_{t_{\text{мот}}}|. \end{cases} \quad (16)$$

Таким образом, задача оптимального управления сводится к двухточечной краевой задаче определения начальных значений сопряженных переменных для системы дифференциальных уравнений (7) или (8), дополненной уравнениями для сопряженных переменных (12) с граничными условиями (9) и управлением (14) или (16).

### 3. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ КРАЕВЫХ ЗАДАЧ ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ

При формировании численной процедуры определения оптимального управления центральной проблемой является сходимость краевой задачи. Для рассматриваемого круга задач был использован подход, связанный со сведением краевой задачи к поиску минимума функции невязок:

$$F = c_1 \left( \Delta r_{cp}^* - \Delta r_{cpk} \right)^2 + c_2 \left( \Delta L_{cp}^* - \Delta L_{cpk} \right)^2 + c_3 \left( l_x^* - l_{xk} \right)^2 + c_4 \left( l_y^* - l_{yk} \right)^2,$$

где параметры, отмеченные звездочкой, получались в ходе численного интегрирования дифференциальных уравнений;  $c_i$  – весовые коэффициенты.

Минимум функции невязок определялся градиентным методом, итерационная формула которого имеет вид:

$$\mathbf{x}_{i+1} = \mathbf{x}_i - \gamma_i \nabla F(\mathbf{x}_i),$$

Таблица 1. Рассматриваемые граничные условия

	Вариант А $ l_0 - l_k  \gg  \Delta r_{cp0} - \Delta r_{cpk} $	Вариант Б $ l_0 - l_k  \approx  \Delta r_{cp0} - \Delta r_{cpk} $	Вариант В $ l_0 - l_k  \ll  \Delta r_{cp0} - \Delta r_{cpk} $
1	$\Delta r_{cp0} = 34.13$ км (1.815), $\Delta L_{cp0} = 2557$ км (136), $l_0 = 188$ км (10)	$\Delta r_{cp0} = 341.3$ км (18.15), $\Delta L_{cp0} = 25575$ км (1360), $l_0 = 94.03$ км (5)	$\Delta r_{cp0} = 682$ км (36.3), $\Delta L_{cp0} = 51151$ км (2720), $l_0 = 37.6$ км (2)
2	$\Delta r_{cp0} = 34.13$ км (1.815), $\Delta L_{cp0} = 2557$ км (136), $l_0 = 282.08$ км (15)	$\Delta r_{cp0} = 341.3$ км (18.15), $\Delta L_{cp0} = 25575$ км (1360), $l_0 = 376.11$ км (20)	$\Delta r_{cp0} = 682$ км (36.3), $\Delta L_{cp0} = 51151$ км (2720), $l_0 = 94.03$ км (5)

Таблица 2. Рассматриваемые граничные условия

	Вариант Г $ l_0 - l_k  \approx  \Delta r_{cp0} - \Delta r_{cpk} $	Вариант Д $ l_0 - l_k  \approx  \Delta r_{cp0} - \Delta r_{cpk} $
1	$\Delta r_{cp0} = 341.3$ км (18.15), $\Delta L_{cp0} = 12787$ км (680), $l_0 = 94.03$ км (5)	$\Delta r_{cp0} = 341.3$ км (18.15), $\Delta L_{cp0} = 51151$ км (2720), $l_0 = 94.03$ км (5)
2	$\Delta r_{cp0} = 341.3$ км (18.15), $\Delta L_{cp0} = 12787$ км (680), $l_0 = 376.11$ км (20)	$\Delta r_{cp0} = 341.3$ км (18.15), $\Delta L_{cp0} = 51151$ км (2720), $l_0 = 376.11$ км (20)

где  $x_i$  — вектор неизвестных;  $\gamma_i$  — константа, задающая величину шага в направлении антиградиента;  $\nabla(F)$  — компоненты вектора градиента функции  $F$ ;  $i$  — номер итерации.

Другую сложность при решении краевой задачи вызывает выбор начального приближения для сопряженных переменных. Предложен подход, предусматривающий решение задачи быстродействия на первом этапе, а на втором, используя найденное решение в качестве начального приближения, решение серии задач о минимуме моторного времени при постепенном увеличении затрат общего времени.

Выбор весовых коэффициентов представляет собой отдельную задачу, не имеющую строго алгоритма решения. Попытка решения задачи без весовых коэффициентов показала, что, в зависимости от сочетания граничных условий (доминирование векового или периодического движения), в первую очередь удовлетворяется граничное условие для доминирующего компонента относительного движения, а удовлетворение оставшихся граничных условий происходит очень медленно. В связи с чем были введены весовые коэффициенты, которые “ослабляют” невязку по доминирующему граничному условию. Эвристически установлено, что при доминировании требования коррекции векового движения  $c_2 = 0.001$ , при доминировании требования коррекции периодического движения  $c_3 = c_4 = 0.001$ .

Расчеты выполнены для геостационарной орбиты. Угловая скорость КА1  $\lambda = 7.2921 \cdot 10^{-5}$  рад/с. Ускорение от тяги КА2 прямо равным  $5 \cdot 10^{-5}$  м/с<sup>2</sup>, параметр  $K = 18.8058$  км.

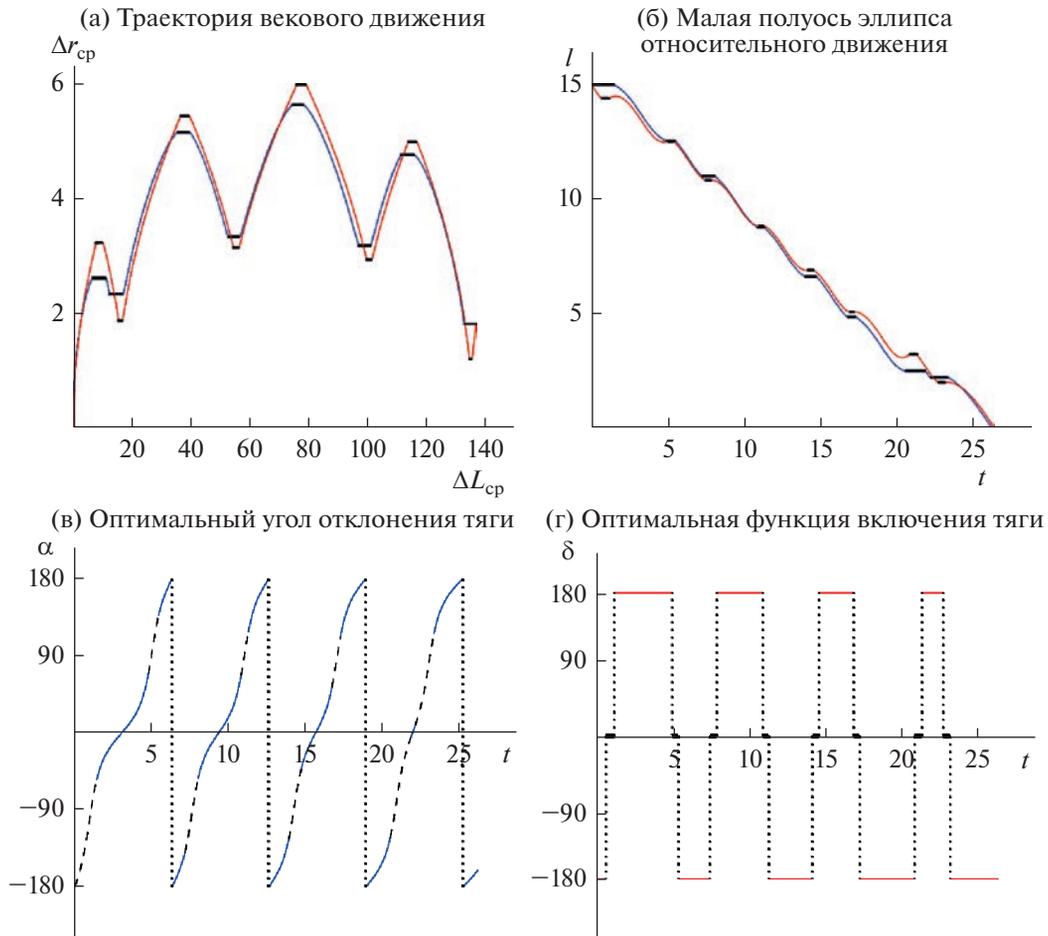
Анализировалось решение задач оптимального управления при различных типах граничных условий.

Исследовано влияние составляющих движения  $\Delta r_{cp}$  и  $l$  при постоянном  $\Delta L_{cp}$  на критерии задачи (табл. 1) и влияние составляющей  $\Delta L_{cp}$  при постоянных  $\Delta r_{cp}$  и  $l$  (табл. 2). При расчетах фазовый угол  $\varphi_0$  принят равным нулю, конечные условия движения нулевые:  $\Delta r_{cp} = \Delta L_{cp} = l_x = l_y = 0$ . В табл. 1 и 2 приведены размерные и в скобках соответствующие им безразмерные начальные условия движения.

На рисунках красным цветом показаны результаты решения задачи с трансверсальной ориентацией тяги, синим — со свободной, пассивные участки обозначены черным цветом.

На рис. 2 показан пример траектории и управление для граничных условий 2А, т.е. при доминировании коррекции периодического движения, при свободной и трансверсальной ориентации тяги.

Анализ траекторий векового движения для случая  $|l_0 - l_k| > |\Delta r_{cp0} - \Delta r_{cpk}|$  (рис. 2а) показывает, что траектория представляет собой “пилообразную” кривую, что обеспечивается чередованием



**Рис. 2.** Пример траекторий и оптимального управления относительным движением для случая  $|l_0 - l_k| > |\Delta r_{cp0} - \Delta r_{cpk}|$ , граничные условия 2А, в примере общее время 26.98 при трансверсальной ориентации вектора тяги и 26.21 при свободной, а моторное время задавалось 20.65 для обоих вариантов.

знака трансверсальной тяги (рис. 2г) или колебаниями угла отклонения тяги между 0 и  $\pi$ , т.е. от трансверсального отрицательного до положительного направления (рис. 2в).

Анализ зависимости малой полуоси эллипса относительного движения от времени (рис. 2б), показывает, что она практически монотонно изменяется от начального до конечного значения.

Анализ оптимальной программы угла отклонения тяги  $\alpha(t)$  (рис. 2в) показывает, что угол  $\alpha$  на активных участках близок к  $0^\circ$  или  $180^\circ$ , что соответствует включению тяги в положительном или отрицательном трансверсальном направлении (рис. 2г).

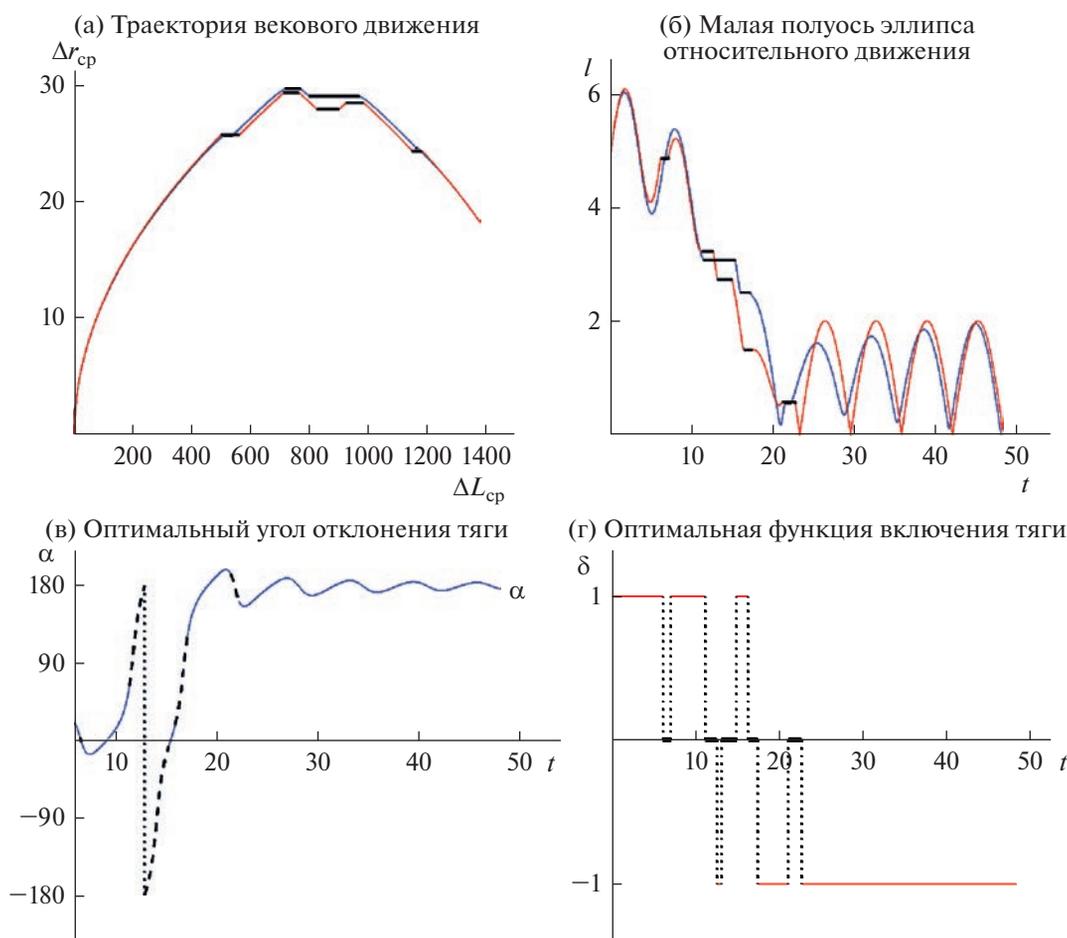
На рис. 3 и 4 показаны траектории и управление при свободной и трансверсальной ориентации вектора тяги для граничных условий 1Б, что соответствует варианту доминирования коррекции векового движения.

Как следует из рис. 3а и 3б, на траектории векового движения исчезают участки увеличения среднего смещения вдоль радиуса орбиты (рис. 4а), а

эллипса относительного движения от времени можно выделить две области доминирования коррекции векового движения (на рис. 3а первая — на участке  $\Delta L_{cp}$  от 1369 до 1150 и вторая — на участке  $\Delta L_{cp}$  от 500 до 0, на рис. 3б первая — время от 0 до 6 рад, вторая — время от 23 до конца), между которыми расположена область доминирования коррекции периодического движения.

В областях коррекции векового движения угол отклонения тяги близок к нулю и  $180^\circ$  (рис. 3в), что соответствует ориентации тяги в положительном и отрицательном трансверсальном направлении (рис. 3г).

Как следует из рис. 3в и 4в в областях коррекции периодического движения угол отклонения тяги  $\alpha$  изменяется от  $0^\circ$  до  $180^\circ$  (рис. 3в), что соответствует чередованию знака тяги при ее трансверсальной ориентации (рис. 3г). При минимальных затратах моторного времени на траектории векового движения исчезают участки увеличения среднего смещения вдоль радиуса орбиты (рис. 4а), а



**Рис. 3.** Пример траекторий относительного движения для случая  $|\Delta r_{cp0} - \Delta r_{cpk}| > |l_0 - l_k|$ , граничные условия 1Б, в примере общее время 48.75 при трансверсальной ориентации вектора тяги и 48.43 при свободной, а моторное время задавалось 41.75 для обоих вариантов.

угол отклонения тяги на активных участках становится близким только к  $180^\circ$  (рис. 4в), что соответствует включениям тяги только в отрицательном трансверсальном направлении (рис. 4г), чем и обусловлен искомый минимум затрат моторного времени.

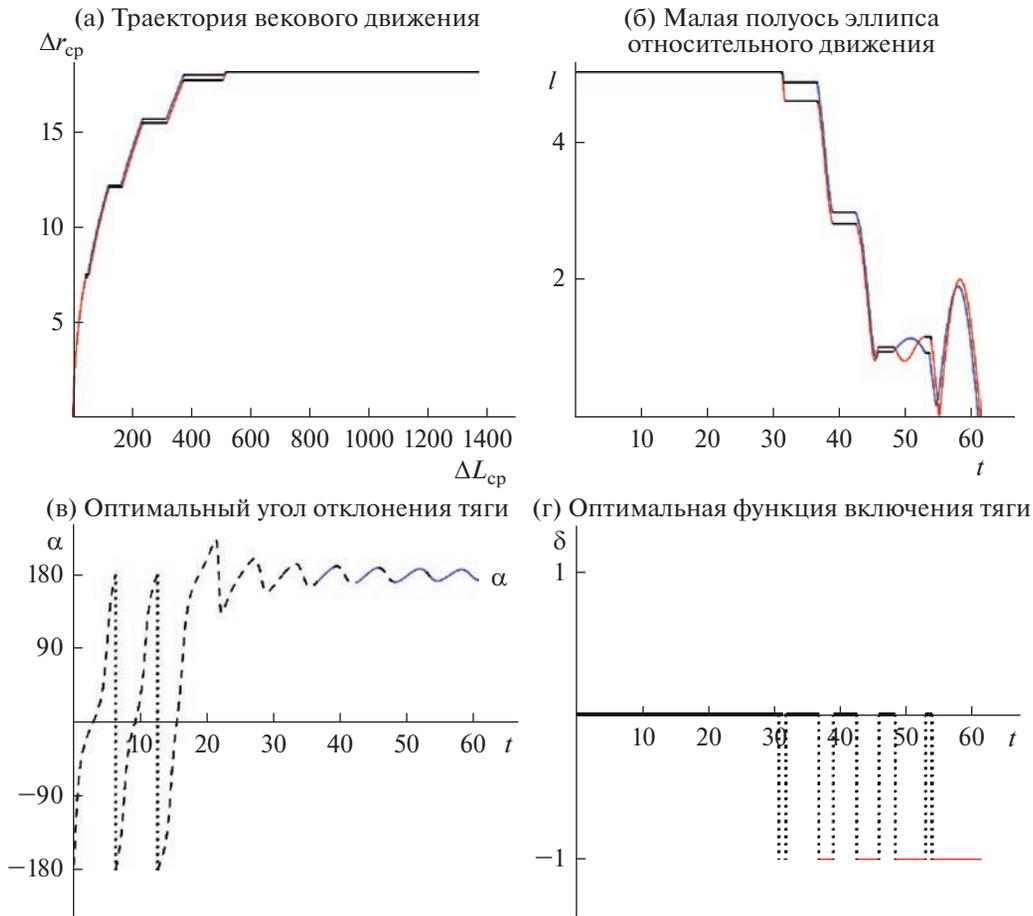
На рис. 5 показаны траектории и управление для граничных условий 2б, т.е. при сопоставимых по абсолютной величине приращениях среднего смещения вдоль радиуса орбиты и малой полуоси эллипса относительного движения.

Как следует из рис. 5, в этом случае траектория векового движения (рис. 5а) состоит из двух областей. В первой (на рис. 5б время от 0 до 35 рад или на рис. 5а  $\Delta L_{cp}$  от 1369 до 250) происходит основное уменьшение малой полуоси эллипса относительного движения, во второй (оставшаяся часть траектории) происходит окончательная «подгонка» вековых и периодических составляющих движения. Аналогичен и характер управления. В первой области оптимальный угол отклонения тяги ко-

леблется между  $0^\circ$  и  $180^\circ$ , во второй он близок к  $180^\circ$  (рис. 5в), что соответствует переключению знака трансверсальной тяги в первой области и постоянству знака тяги во второй (рис. 5г).

На рис. 6 показана зависимость общего времени от моторного в области введенных граничных условий (табл. 1 и табл. 2). На рис. 6 показаны безразмерные критерии задачи — моторное и общее время и соответствующие им размерные величины — затраты характеристической скорости и затраты общего времени. На рис. 6 цифрами обозначены некоторые пределы затраты моторного времени:

- цифрой “1” обозначено  $t_{\text{мот}} = |l_0 - l_k| = 10$ , что соответствует граничным условиям 1А в части размера малой полуоси эллипса относительного движения;
- цифрой “2” обозначено  $t_{\text{мот}} = |l_0 - l_k| = 15$ , что соответствует граничным условиям 2А в части размера малой полуоси эллипса относительного движения;



**Рис. 4.** Пример траекторий относительного движения для случая  $|\Delta r_{cp_0} - \Delta r_{cp_k}| > |l_0 - l_k|$ , граничные условия 1Б, в примере общее время 61.36 при трансверсальной ориентации вектора тяги и 60.99 при свободной, а моторное время задвалось 18.15 для обоих вариантов.

- цифрой “3” обозначено  $t_{\text{мот}} = |\Delta r_{cp_0} - \Delta r_{cp_k}| = 18.15$  что соответствует граничным условиям 1Б в части изменения среднего смещения вдоль радиуса орбиты;

- цифрой “4” обозначено  $t_{\text{мот}} = |l_0 - l_k| = 20$  что соответствует граничным условиям 2Б в части изменения среднего смещения вдоль радиуса орбиты;

- цифрой “5” обозначено  $t_{\text{мот}} = |\Delta r_{cp_0} - \Delta r_{cp_k}| = 36.3$  что соответствует граничным условиям В в части изменения среднего смещения вдоль радиуса орбиты.

Как следует из рис. 6, затраты моторного времени ограничены справа предельным значением, полученным в решении задачи быстродействия, а слева их предельным значением, которое стремится к:

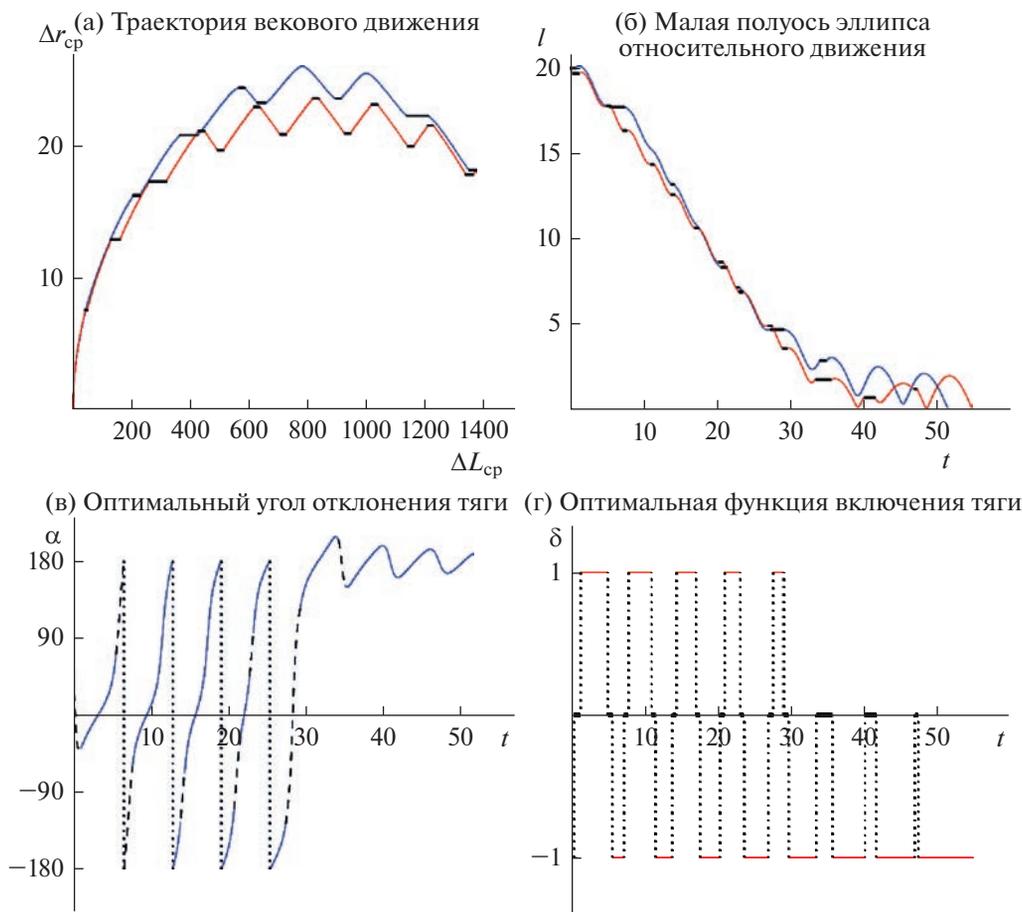
1.  $\min(t_{\text{мот}}) = |l_0 - l_k|$ , если выполнено условие  $|l_0 - l_k| > |\Delta r_{cp_0} - \Delta r_{cp_k}|$  (вариант граничных усло-

вий А и 2Б по табл. 1, а также 2Д по табл. 2, на рис. 6 отмечен вертикальными линиями 1, 2 и 4);

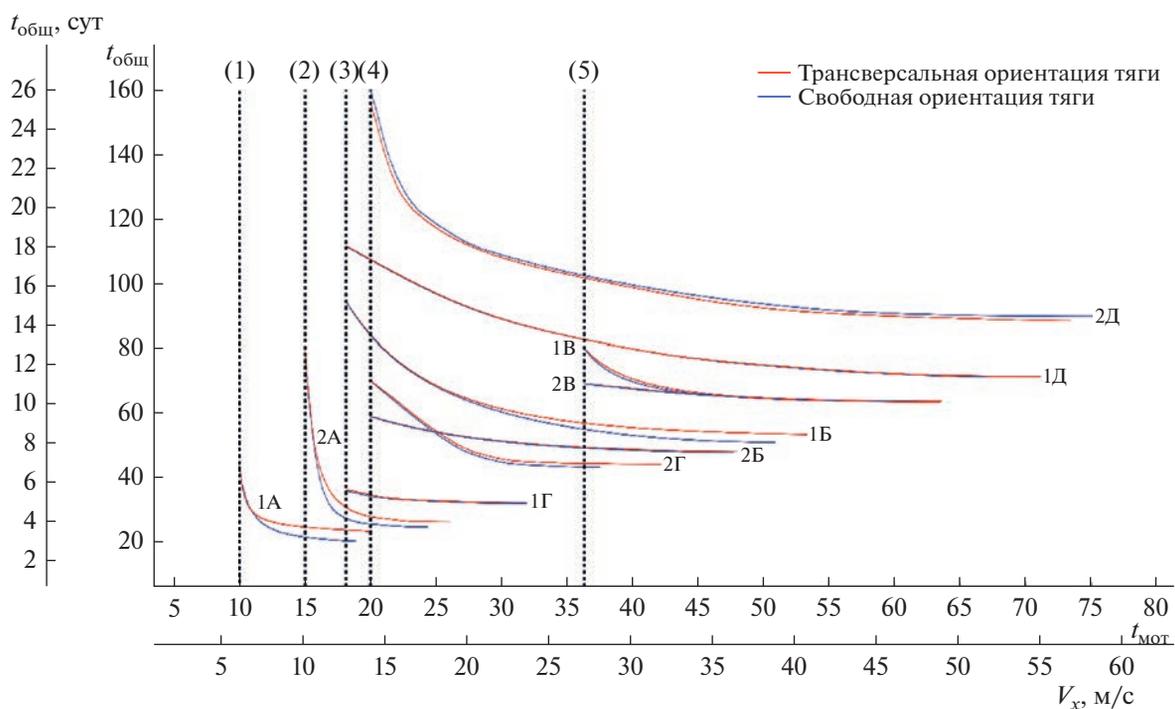
2.  $\min(t_{\text{мот}}) = |\Delta r_{cp_0} - \Delta r_{cp_k}|$ , если выполнено условие  $|\Delta r_{cp_0} - \Delta r_{cp_k}| > |l_0 - l_k|$  (вариант граничных условий 1Б и В по табл. 1, а также Г и 1Д по табл. 2, на рис. 6 отмечен вертикальными линиями 3 и 5).

Нетрудно заметить, что предельные затраты моторного времени для общего случая определяются как  $\min(t_{\text{мот}}) = \max(|\Delta r_{cp_0} - \Delta r_{cp_k}|, |l_0 - l_k|)$ .

Влияние составляющей движения  $\Delta L_{cp}$  на величину критерия задачи (моторное время) сложное. В области сравнительно большого моторного времени (правые части кривых на рис. 6) имеет место резкое увеличение критерия задачи; при сравнительно малом моторном времени имеет место резкое увеличение моторного времени при слабо изменяемом моторном. Что достаточно просто объяснимо с физической точки зрения. При малом моторном времени основную часть



**Рис. 5.** Пример оптимального управления для случая  $|\Delta r_{ср0} - \Delta r_{срk}| > |l_0 - l_k|$ , граничные условия 1Б, в примере общее время 54.92 при трансверсальной ориентации вектора тяги и 51.62 при свободной, а моторное время задавалось 44.3 для обоих вариантов.



**Рис. 6.** Пример зависимостей критериев задачи для граничных условий (табл. 1 и табл. 2).

траектории занимают пассивные участки, на которых составляющая  $\Delta L_{\text{ср}}$  непрерывно изменяется, а оставшиеся составляющие движения постоянны.

Использование свободной ориентации тяги позволяет уменьшить затраты моторного времени, по сравнению с трансверсальной тягой:

- при доминировании коррекции периодического движения на 5–7%;
- при сопоставимых граничных условиях для векового и периодического движения на 3–5%;
- при доминировании коррекции векового движения на величину менее 1%.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования оптимальных программ управления относительным движением на базе безразмерной модели с выделением вековых и периодических параметров движения позволили определить их структуру и характерные особенности для различных типов граничных условий.

При доминировании параметров периодического движения над вековым программа управления на витке содержит по одному разгонному и тормозному участку, которые разделены пассивными участками. Продолжительность коррекции будет зависеть от граничных условий.

При доминировании параметров векового движения над периодическим программа управления вектором тяги на концах оптимальной траектории близка к программе с трансверсальной ориентацией, а в средней части близка к программе с релейной структурой с двумя переключениями тяги на витке, пассивные участки сначала появляются в области коррекции периодического движения, затем векового.

При сопоставимых компонентах векового и периодического движения оптимальная программа будет носить сложный характер, сочетая описанные выше программы.

Для каждого типа граничных условий получены оценки предельных значений затрат моторного и общего времени на перелет при решении за-

дачи управления на быстродействие и задачи управления на минимум моторного времени.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранов А.А., Ролдугин Д.С. Шестиимпульсные маневры встречи космических аппаратов на околокруговых некомпланарных орбитах // Косм. исслед. 2012. Т. 50. № 6. С. 472–480. (Cosmic Research. P. 441–448).
2. Войковский А.П., Красильщиков М.Н., Малышев В.В., Федотов А.В. Автономная реализация динамических операций на геостационарной орбите. II. Синтез алгоритмов управления // Известия РАН. Теория и системы управления. 2016. Т. 55. № 6. С. 107–128.
3. Константинов М.С., Мин Т. Метод оптимизации траекторий выведения КА с электроракетной двигательной установкой на ГСО // Вестник Московского авиационного института. 2009. Т. 16. № 5. С. 282–290.
4. Салмин В.В., Четвериков А.С. Управление плоскими параметрами орбиты геостационарного космического аппарата с помощью двигателя малой тяги // Вестник Самарского университета. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. 2015. Т. 14. № 4. С. 92–101.  
<https://doi.org/10.18287/2412-7329-2015-14-4-92-101>
5. Улыбышев Ю.П. Оптимизация многорежимных траекторий сближения с ограничениями // Косм. исслед. 2008. Т. 46. № 2. С. 135–147. (Cosmic Research. P. 133–145).
6. Петухов В.Г. Квазиоптимальное управление с обратной связью для многовиткового перелета с малой тягой между некомпланарными эллиптической и круговой орбитами // Косм. исследования. 2011. Т. 49. № 2. С. 128–137. (Cosmic Research P. 121–130).
7. Константинов М.С. Механика космического полета. М.: Наука, 1989.
8. Эльясберг П.Е. Введение в теорию полета искусственных спутников Земли. М.: Наука, 1969.
9. Анпазов Р.Ф., Сытин О.Г. Методы проектирования траекторий носителей и спутников Земли. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987.
10. Ишков С.А. Сближение космических аппаратов с малой тягой на околокруговых орбитах // Косм. исслед. 1992. Т. 30. № 2. С. 165–179.

## О ЛАЗЕРНОЙ ЛОКАЦИИ ЛУНОХОДОВ

© 2023 г. В. Г. Насенник\* (ORCID: 0000-0002-7654-6953)

\*vitaly.nasennik@gmail.com

Поступила в редакцию 10.10.2022 г.

После доработки 10.11.2022 г.

Принята к публикации 15.11.2022 г.

В опубликованных ранее статьях о лазерной локации с использованием светоотражателей, установленных на советских луноходах, не учитывалась фактическая ориентация луноходов на местности. Учет фактической ориентации луноходов позволяет определить углы падения, что позволяет объяснить разницу в экспериментальных результатах лазерной локации луноходов.

DOI: 10.31857/S0023420623700085, EDN: BVXOVL

### ВВЕДЕНИЕ

Советскими автоматическими межпланетными станциями *Луна-17* в 1970 г. и *Луна-21* в 1973 г. были доставлены на Луну самоходные аппараты “Луноход-1” и “Луноход-2”.

На передней части корпуса луноходов были закреплены одинаковые панели светоотражателей, состоявшие из 14 кварцевых трипель-призм (угловых отражателей, УО) с серебряной металлизацией.

Подробности экспериментов по лазерной локации из Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) описаны в [1–4].

Эксперименты по лазерной локации с использованием отражения от УО “Лунохода-1” долгое время не проводились, даже ошибочно предполагалось, что его УО вышел из строя [5], пока в 2010 г. точное положение “Лунохода-1” не было найдено на снимках, сделанных спутником *LRO*, а при помощи лазерного альтиметра *LOLA*, установленного на *LRO*, был уточнен радиус Луны в месте стоянки “Лунохода-1”, после чего из *Apache Point Observatory* (АРО) была успешно проведена лазерная локация с использованием отражения от УО “Лунохода-1” [6]. Коллектив авторов отметил разницу в экспериментальных результатах локации для “Лунохода-1” и “Лунохода-2”, отклик от УО “Лунохода-1” оказался в 4–5 раз больше, чем от УО “Лунохода-2”, и указал, что эта разница еще не объяснена.

Объяснить эту разницу легко, если учесть ориентацию луноходов на местности.

Ранее в литературе о лазерной локации луноходов ошибочно предполагалось, будто бы луноходы ориентированы на Землю [7].

“Луноход-1” находится в точке с координатами  $38.31514^\circ$  северной широты и  $35.0082^\circ$  запад-

ной долготы [8]. Легко подсчитать, что для этой точки оптимальная ориентация “Лунохода-1” для лазерной локации должна быть по азимуту  $131.495^\circ$ .

“Луноход-2” находится в точке с координатами  $25.83308^\circ$  северной широты и  $30.92238^\circ$  восточной долготы<sup>1</sup> [8]. Соответственно, для этой точки оптимальная ориентация “Лунохода-2” для лазерной локации должна быть по азимуту  $233.934^\circ$ .

В действительности это не так. По сообщению водителя луноходов В.Г. Довганя оба лунохода ориентированы на восток ([https://web.archive.org/web/20120315054344/http://rus.ruvr.ru/radio\\_broadcast/6518329/9109906.html](https://web.archive.org/web/20120315054344/http://rus.ruvr.ru/radio_broadcast/6518329/9109906.html)).

Для первого лунохода такая ориентация устанавливалась в конце каждого лунного дня, чтобы сразу после восхода Солнца приступить к зарядке аккумуляторных батарей после долгой лунной ночи без маневрирования.

Второй луноход оказался в такой ориентации после фатального происшествия, случившегося 20.IV.1973, подробно описанного В.Г. Довганем в работе [9]. С 21.IV.1973 по 7.V.1973 длилась лунная ночь<sup>2</sup>. Экипажи луноходов приступили к работе с ними 9.V.1973. Последний сеанс связи с “Лунохо-

<sup>1</sup> М. Робинсон с коллегами в [8] указывают координаты “Лунохода-2”  $25.83308^\circ$  с.ш. и  $30.92238^\circ$  в.д., причем, сообщают, что среднеквадратичная погрешность вычисления этих координат по 4 снимкам составила 24 метра, а Т. Мерфи с коллегами в [6] указывают координаты “Лунохода-2”  $25.8509889^\circ$  с.ш. и  $30.9087373^\circ$  в.д. – на  $\approx 0.5$  км севернее и на  $\approx 0.4$  км западнее координат Робинсона. Робинсон с коллегами со ссылкой на этот же источник указывают координаты “Лунохода-2”  $25.83231^\circ$  и  $30.92215^\circ$ .

<sup>2</sup> Без учета рельефа местности восход Солнца произошел бы 7.V.1973, но поскольку “Луноход-2” находился в кратере Бухта Круглая, то Солнце поднялось над стенками кратера Бухта Круглая только 8.V.1973.

дом-2”, был 10.V.1973 и длился всего 45 мин. По данным телеметрии была зарегистрирована температура в приборном отсеке  $47^{\circ}\text{C}$ , а аппаратура луноходов была рассчитана только на работу в нормальных условиях при температуре от 20 до  $40^{\circ}\text{C}$ . Стало ясно, что луноход перегревается. На следующий день, 11.V.1973, связи с “Луноходом-2” уже не было. “Луноход-2” так и остался стоять с открытой крышкой, ориентированный на восток. В.Г. Довгань пишет: “Экипаж решил найти горизонтальную площадку и выставить луноход в направлении на восток, понимая, что его активная деятельность заканчивается, но надо оставить возможность для работы с уголковым отражателем” [9].

Однако командир второго расчета И.Л. Фёдоров в частной переписке по-военному четко сообщил: “Задача ориентации луноходов на Землю для лазерной локации не ставилась, соответственно, не выполнялась”.

Благодаря открытой крышке ориентацию “Лунохода-2” хорошо видно на изображении, полученном LRO (<http://lroc.sese.asu.edu/posts/699>). Судя по этому снимку, луноход ориентирован по азимуту  $\approx 100^{\circ}$ . При помощи астросимулятора Stellarium<sup>3</sup> установлено, что 10.V.1973 Солнце относительно “Лунохода-2” находилось по азимуту  $100^{\circ}-108^{\circ}$ .

У “Лунохода-1” крышка закрыта, поэтому ориентацию “Лунохода-1” на снимке LRO установить невозможно (<http://lroc.sese.asu.edu/posts/402>), следовательно, тут приходится полагаться только на свидетельство водителя луноходов В.Г. Довганя ([https://web.archive.org/web/20120315054344/http://rus.ruvr.ru/radio\\_broadcast/6518329/9109906.html](https://web.archive.org/web/20120315054344/http://rus.ruvr.ru/radio_broadcast/6518329/9109906.html)).

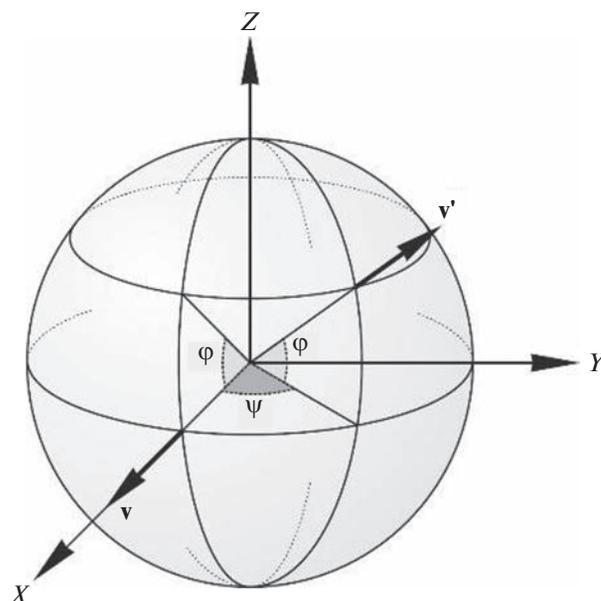
В результате получилось, что оба лунохода сейчас не ориентированы на Землю.

### РАСЧЕТ УГЛА ПАДЕНИЯ

Для Луны применяется следующая координатная система. Ось  $X$  направлена из центра масс Луны на Землю, ось  $Z$  направлена из центра масс Луны через северный полюс, ось  $Y$  ортогональна осям  $X$  и  $Z$ , образуя правую систему, как это изображено на рис. 1.

Лоцирующий лазерный луч распространяется приблизительно вдоль оси  $X$  с отклонением не более  $1.5^{\circ}$  в зависимости от мгновенного взаимного расположения обсерватории на Земле и отражателя на Луне.

Если бы луноходы размещались вблизи точки с координатами  $(0^{\circ}, 0^{\circ})$ , то уголкового отражателя надо было бы разместить на корпусе луноходов, направив их в зенит (вектор  $\mathbf{v}$  на рис. 1), тогда их можно было бы использовать для лазерной лока-



**Рис. 1.** Лунная система координат.  $\mathbf{v}$  – вектор направления на зенит при размещении в точке  $(0^{\circ}, 0^{\circ})$ ;  $\mathbf{v}'$  – вектор нормали УО, ориентированный в зенит, при размещении на Луне в точке  $(\varphi, \psi)$ ;  $\varphi$  – широта;  $\psi$  – долгота.

ции при любой ориентации луноходов на местности. Но такой способ пригоден только недалеко от точки с координатами  $(0^{\circ}, 0^{\circ})$ , поскольку с ростом угла падения (отклонения вектора лазерного луча от нормали к поверхности УО) существенно падает величина ответного сигнала (см. рис. 23 на с. 154 в [10], более детально в [11]) – при угле падения  $10^{\circ}$  отклик снижается вдвое, при угле  $30^{\circ}$  – на порядок. Существует предельный угол  $\theta_{co}$ , при угле падения больше которого получить отражение от УО совсем невозможно. Он зависит от оптической проницаемости материала  $n$ , из которого сделаны элементы уголкового отражателя.

$$\theta_{co} = \arcsin(n \sin(\arctg(\sqrt{0.5}))).$$

Для пустотелого куба  $n = 1$  предельный угол  $\theta_{co} \approx 35^{\circ}$ . Для плавленого кварца, из которого изготовлены призмы УО луноходов,  $n = 1.455$  и  $\theta_{co} \approx 57^{\circ}$ .

Если бы УО устанавливались на луноходах с ориентацией в зенит, то для “Лунохода-1” угол падения  $\theta_{inc}$  оказался бы  $\approx 50^{\circ}$ , а для “Лунохода-2”  $\approx 39.5^{\circ}$ . Это слишком большие величины, следовательно, так крепить УО на луноходах нельзя. Поэтому предприятием-изготовителем (НПО им. С.А. Лавочкина) уголкового отражатели были жестко закреплены на луноходах с наклоном вперед на соответствующий угол с предположением, что для лазерной локации луноходы будут ориен-

<sup>3</sup> <https://stellarium.org/>.

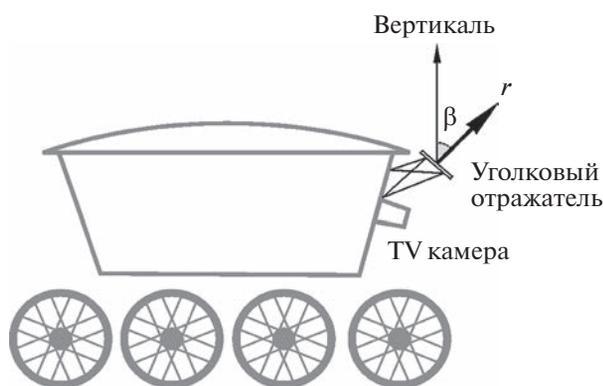


Рис. 2. Схема размещения угловых отражателей на луноходах.

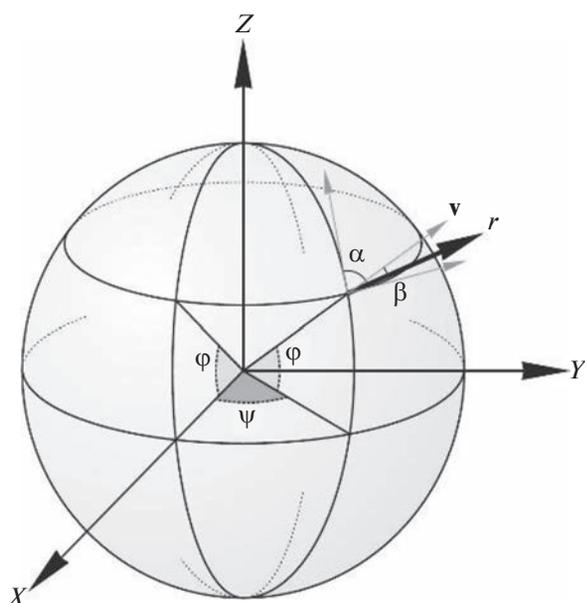


Рис. 3. Ориентация вектора нормали УО "Лунохода-2".  $\psi$  – долгота;  $\phi$  – широта;  $\alpha$  – азимут;  $\beta$  – наклон УО.

тированы на Землю. Автор не смог ознакомиться со сборочными чертежами луноходов, но все источники, которые удалось изучить автору, сообщили, что УО на луноходах были установлены именно так, как и на музейных макетах – с наклоном прямо вперед, не вбок и не назад, так, как изображено на рис. 2.

Учитывая, что оба лунохода стоят на достаточно ровных горизонтальных площадках (<http://lroc.sese.asu.edu/posts/699>; <http://lroc.sese.asu.edu/posts/402>), для вычисления угла падения достаточно вычислить ориентацию вектора нормали УО и взять арккосинус проекции этого вектора на ось X.

В матричной записи при представлении векторов в декартовой системе координат ориентация

вектора нормали к УО  $\mathbf{r}$  вычисляется при помощи четырех поворотов

$$\begin{pmatrix} r_x \\ r_y \\ r_z \end{pmatrix} = R_Z(-\psi)R_Y(\phi)R_X(\alpha)R_Y(\beta) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Матрицы поворотов<sup>4</sup>:

$$R_X(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\alpha & \sin\alpha \\ 0 & -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix},$$

$$R_Y(\phi) = \begin{pmatrix} \cos\phi & 0 & -\sin\phi \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\phi & 0 & \cos\phi \end{pmatrix},$$

$$R_Z(\psi) = \begin{pmatrix} \cos\psi & \sin\psi & 0 \\ -\sin\psi & \cos\psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Результирующий угол падения

$$\theta_{inc} \approx \arccos(r_x). \quad (2)$$

Вычисления угла падения согласно (1) и (2) дают – для "Лунохода-1"  $\theta_{inc} = 31.5^\circ$  (для азимута  $90^\circ$ ) – для "Лунохода-2"  $\theta_{inc} = 71.5^\circ$  (для азимута  $100^\circ$ ).

На рис. 3 приблизительно изображена ориентация вектора нормали "Лунохода-2" с учетом места расположения лунохода на Луне и ориентации лунохода на местности.

Принимая во внимание зависимость величины отраженного сигнала от угла падения, показанную на рис. 4, легко заметить, что для "Лунохода-1" отраженный сигнал ослаблен на порядок по сравнению с оптимальной ориентацией, а УО "Лунохода-2" вообще невозможно использовать для лазерной локации – и даже либрация не спасает.

## РАСЧЕТ ВЕЛИЧИНЫ ОТКЛИКА

В работе [2] дана следующая расчетная формула величины отклика:

$$v = \frac{16ES_{RR}S_T\lambda}{\pi^2hcR^4\theta^2\phi^2} \gamma K_t K_r Q K_{RR} K_a^2, \quad (3)$$

где  $v$  – отраженный сигнал (число зарегистрированных фотоэлектронов);  $E$  – энергия импульса лазера в джоулях;  $S_{RR}$  – площадь отражателя;  $S_T$  – площадь телескопа;  $\lambda$  – длина волны передатчика;  $h$  – постоянная Планка;  $c$  – скорость света;

<sup>4</sup> Соответствуют библиотеке IAU SOFA (Standards of Fundamental Astronomy), <https://www.iausofa.org/>.

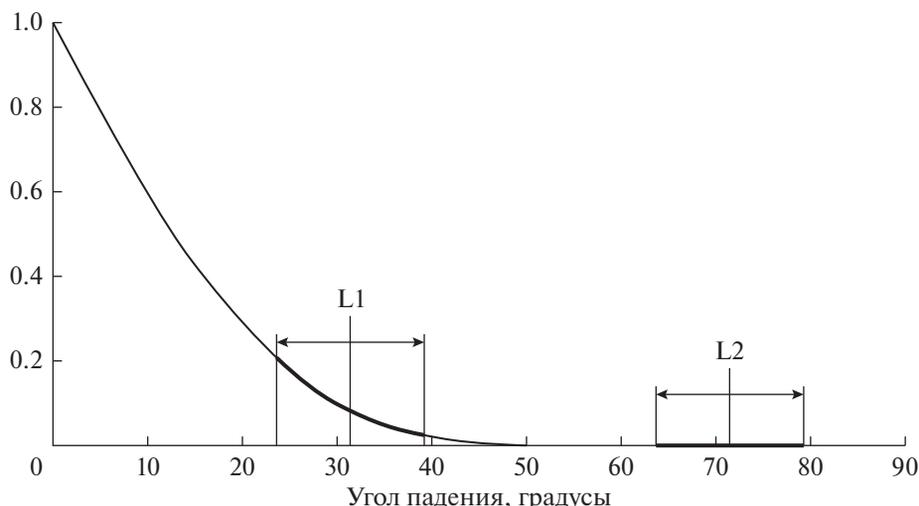


Рис. 4. Нормализованная функция отклика кварцевых УО  $\eta_2(\theta_{inc})$  в зависимости от угла падения  $\theta_{inc}$ . Жирным выделены диапазоны значений для луноходов с учетом либрации.

$R$  — расстояние до Луны;  $\theta$  — расходимость лазерного пучка после атмосферы;  $\varphi$  — ширина диаграммы отражателя;  $\gamma$  — коэффициент ослабления сигнала за счет скоростной абберации;  $K_t$  и  $K_r$  — коэффициенты потерь в передающей и приемной установках соответственно;  $Q$  — квантовый выход ФЭУ;  $K_{RR}$  — коэффициент отражения отражателя;  $K_a$  — прозрачность атмосферы на используемой длине волны.

При расчете принято:  $E = 4$  Дж;  $S_{RR} = 640$  см<sup>2</sup>;  $S_T = 5.3$  м<sup>2</sup>;  $\lambda = 694.3$  нм;  $R = 380000$  км;  $\theta \approx 10''$ ;  $\varphi = 6''$ ;  $\gamma \approx 0.6$ ;  $K_t \approx 0.6$ ;  $K_r \approx 0.25$ ;  $Q \approx 0.09$ ;  $K_{RR} \approx 0.9$ ;  $K_a \approx 0.7$ . Тогда  $v \approx 0.5$ .

К этой формуле есть следующие замечания:

— Здесь не учтена ориентация уголкового отражателя, т.е. предполагается, что лазерный луч будет падать по нормали к поверхности УО.

— При расчетах неверно указывается рабочая площадь отражателя  $S_{RR} = 640$  см<sup>2</sup>. На самом деле, 640 см<sup>2</sup> — это геометрическая площадь УО, установленных на луноходах, но для элементов с треугольным входным окном, из которых набрана панель УО, эффективная рабочая площадь составляет только 2/3 от геометрической [11].

— Используемая величина  $R$  означает не расстояние между Землей и Луной, а расстояние между УО и телескопом лазеролокационной обсерватории. Из-за эллиптичности лунной орбиты это расстояние может изменяться с учетом места расположения обсерватории на Земле и УО на Луне приблизительно от 350 до 400 тысяч км.

— Непонятно, как была определена такая величина коэффициента  $\gamma$  ослабления сигнала за счет скоростной абберации.

В задаче лазерной локации Луны необходимость учета скорости движения Луны возникает в

двух случаях. Первый раз — при посылке лазерного луча к УО на Луне. Дело в том, что когда гид удерживает телескоп в направлении на видимое место локации, то система “телескоп–Луна” не является инерциальной, а вращается с угловой скоростью  $\approx 0.55''$  за секунду. Из-за этого видимое положение Луны отстает от фактического на  $\approx 0.7''$ . Если направлять лазерный луч в направлении видимого положения Луны, то за время распространения света до Луны  $\approx 1.27$  с уголкового отражателя сместится вместе с Луной еще на  $\approx 0.7''$ , т.е. суммарно примерно на  $\approx 1.4''$  от центра лазерного луча (линейное смещение  $\approx 2.6$  км), поэтому направлять лазерный луч теоретически следовало бы с упреждением на  $\approx 1.4''$ . Но если стрелять достаточно широким лучом, например, таким, какой использовался в КрАО ( $\theta \approx 10''$ ), то это не требуется. Второй раз — из-за того, что Луна движется относительно Земли, то отраженный от УО сигнал отражается не строго в обратном направлении, а смещается по ходу орбитального движения Луны на величину  $\Delta\theta = 2\sin(\theta)V/c$  [13]. Это приводит к тому, что максимум интенсивности в центре пятна отраженного пучка сместится от лазеролокационной обсерватории в восточном направлении приблизительно на  $\approx 1.6$  км<sup>5</sup> [14], но, учитывая, что расходимость отраженного от УО сигнала  $\varphi = 6''$  (для длины волны  $\lambda = 694.3$  нм), что означает радиус отраженного луча, достигше-

<sup>5</sup> Значение зависит от скорости Луны относительно обсерватории, которая обуславливается географической широтой обсерватории и высотой Луны над горизонтом. При кульминации Луны для Ликской обсерватории  $\approx 1.67$  км, для КрАО  $\approx 1.77$  км. Из-за этого явления не стоит делать слишком большую апертуру элементов УО, размещаемых на Луне, поскольку иначе придется строить приемный телескоп на  $\approx 1.7$  км восточнее передающего.

го Земли,  $\approx 11.1$  км, то ослабление сигнала из-за этого сноса пренебрежимо мало.

Величина коэффициента пропускания атмосферы  $K_a$  также не является константой, а зависит от длины волны, места расположения обсерватории и угла возвышения [15].

При проведении экспериментов по лазерной локации в КрАО прозрачность атмосферы на используемой длине волны контролировалась по звездам, имеющим известную и постоянную светимость [3, 4].

Для АРО в [16] приводится следующая формула:

$$v = 5.4 \frac{E \xi^2 K_r Q m}{\theta^2 \phi^2 R^4}, \quad (4)$$

где  $E = 115$  мДж – энергия импульса;  $\xi = 0.4$  – оптическая эффективность в одну сторону;  $K_r = 0.25$  – коэффициент пропускания приемника (в основном определяется узкополосным фильтром);  $Q = 0.3$  – квантовая эффективность фотоприемника;  $\theta = 1''$  – расходимость лоцирующего луча, определяемая преимущественно атмосферой;  $\phi = 10''$  (для уголкового отражателя апертурой 3.8 см и длины волны 532 нм);  $m$  – число элементов в уголкового отражателе.

$$\phi = \frac{2.44\lambda}{D_{RR}}, \quad (5)$$

где  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения;  $D_{RR}$  – апертура одного элемента уголкового отражателя.

В формуле (4) не учитываются ни скоростная абберация, ни угол падения.

Исходящий лазерный пучок ослабляется в тракте передающей системы, затем, имея начальное расширение, дополнительно расширяется за счет дифракции на выходе телескопа и за счет турбулентности в атмосфере (“seeing”) и, достигнув Луны, освещает на ней пятно на гипотетической плоскости, перпендикулярной к лучу. Доля фотонов, попавших в УО, определяется соотношением общей площади УО к площади освещаемого пятна. Для простоты предполагается равномерная освещенность пятна. Часть фотонов, попавших в УО, отражается – эта часть определяется коэффициентом отражения УО (0.9 для кварцевых призм с серебряной металлизацией, использованных при создании УО луноходов) и углом падения. Расходимость отраженного пучка определяется только дифракцией, поэтому зависит от отношения длины волны лазера к апертуре одного элемента УО и угла падения – отклонение лоцирующего луча от нормали приводит к соответствующему уширению отраженного пучка [11]. Отраженный луч, вернувшись к Земле, еще раз ослабляется, проходя через атмосферу. Доля фо-

тонов, попавших в приемный телескоп, определяется отношением площади пятна, равномерно освещаемого отраженным пучком, к площади приемного телескопа. Далее поток фотонов дополнительно ослабляется в приемном тракте и попадает на фотодетектор, имеющий определенную чувствительность (квантовый выход).

Формула расчета величины отклика (среднего числа фотонов на выстрел) с учетом вышеприведенных рассуждений приобретает следующий вид:

$$v = Q K_a^2 K_r K_{RR} \eta^2(\theta_{inc}) \frac{E S_{RR} D_{RR}^2 d^2}{1.5\pi \lambda h c \theta^2 R^4}, \quad (6)$$

где  $E$  – энергия лазерного импульса;  $Q$  – эффективность фотоприемника;  $K_a$  – прозрачность атмосферы;  $K_r$  – коэффициент пропускания передающего тракта;  $K_{RR}$  – коэффициент пропускания приемного тракта;  $K_{RR}$  – коэффициент отражения УО;  $\eta(\theta_{inc})$  – функция зависимости отклика УО в зависимости от угла падения  $\theta_{inc}$ ;  $S_{RR}$  – эффективная площадь УО;  $D_{RR} \approx 5.9$  см – апертура одного элемента УО; установленных на луноходах;  $d$  – апертура телескопа;  $R$  – расстояние между телескопом и УО;  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения;  $h$  – постоянная Планка;  $c$  – скорость света в вакууме;  $\theta$  – расходимость лазерного луча.

$$\theta^2 = \left( \theta_L + \frac{2.44\lambda}{d} \right)^2 + \theta_a^2, \quad (7)$$

где  $\theta_L$  – начальная расходимость луча на выходе из лазера;  $\theta_a$  – расширение луча из-за атмосферной турбулентности.

Функция  $\eta(\theta_{inc})$  вычисляется следующим образом [10, 12]:

$$\eta = \begin{cases} \frac{2}{\pi} (\arcsin \mu - \sqrt{2}\mu \operatorname{tg} \theta_{ref}) \cos \theta_{inc}, & \theta_{inc} < \theta_{co} \\ 0, & \theta_{inc} \geq \theta_{co}. \end{cases} \quad (8)$$

В эту формулу не включены другие коэффициенты, имеющие отношение к величине отклика, например, коэффициент ослабления отклика при нагреве уголкового отражателя из-за деформации призм вследствие разницы в величине температурных коэффициентов расширения кварца и серебра. Из-за этого явления при нагреве солнечным светом УО, установленных на “Луноходе-1”, отклик от них ослабляется приблизительно в 4 раза [6].

Внутренний преломленный угол  $\theta_{ref}$  вычисляется по закону преломления Снеллиуса

$$\sin \theta_{ref} = \frac{\sin \theta_{inc}}{n}, \quad (9)$$

где  $n = 1.455$  – показатель преломления для плавленого кварца.

Вспомогательная величина  $\mu$  зависит от внутреннего преломленного угла  $\theta_{ref}$  как

$$\mu = \sqrt{1 - 2\text{tg}^2(\theta_{ref})}. \quad (10)$$

### ОБСУЖДЕНИЕ

Для экспериментов по лазерной локации “Лунохода-1” из КраО [2] расчетное значение без учета угла падения на УО составило  $\nu = 0.5$ , а экспериментально измеренные значения в двух соседних точках – 0.065 и 0.076.

Учет угла падения  $\approx 31.5^\circ$  дает ослабление отклика на порядок и приводит расчетные значения в полное соответствие с экспериментальными. Это позволяет сделать вывод, что напрасно авторы не были уверены в точной наводке телескопа на цель – при локации в точки 1 и 2 луч лазера попадал в УО “Лунохода-1”. Уверенности в этом придает также и то обстоятельство, что рядом с местом стоянки “Лунохода-1” нет никаких склонов, отражение от которых можно было бы принять за отражение от УО.

Для экспериментов по лазерной локации “Лунохода-1” из АРО зарегистрировано 1916 фотонов из серии в 10000 импульсов [6], т.е.  $\nu = 0.1916$ . Расчет по формуле (6) с учетом угла падения на УО “Лунохода-1” дает  $\nu = 0.196$ , т.е. и в этом случае расчетные значения прекрасно соответствуют экспериментальным. Это позволяет сделать вывод о том, что и в 2010 году УО “Лунохода-1” функционировал, как новый.

В экспериментах по лазерной локации зарегистрированные фотоприемником фотоны могут иметь три возможных происхождения:

- 1) Фоновая засветка, шум.
- 2) Отражение от УО.
- 3) Отражение от грунта, точнее, от особенностей лунного рельефа – склонов гор, кратеров, разломов.

Гипотеза 1) отвергается потому, что в этом случае отсчеты не будут скоррелированы и не смогут сформировать характерных пиков на временной гистограмме.

Гипотеза 2) для “Лунохода-2” исключается в силу неудачной ориентации лунохода.

Поскольку других вариантов не остается, то приходится делать вывод, что в случае лазерной локации по “Луноходу-2” зарегистрированные фотоны отражались не от углового отражателя, установленного на “Луноходе-2”, а от склона кратера Бухта Круглая, рядом с которым расположен “Луноход-2”.

### ВЫВОДЫ

Учет ориентации луноходов на местности в случае “Лунохода-1” позволяет привести в полное соответствие расчетные и экспериментальные величины отклика.

Совершенно неудачная ориентация “Лунохода-2” полностью исключает возможность использования его УО для лазерной локации. Зарегистрированные при лазерной локации по “Луноходу-2” фотоны могут иметь только одно разумное объяснение – отражение от склона кратера Бухта Круглая, рядом с которым находится “Луноход-2”. Это позволяет объяснить и крайне низкий отклик от “Лунохода-2” и сильную волатильность отклика в течение сеанса, отмеченные Ю.Л. Кокуриным в работе [4].

Великолепное совпадение расчетной и экспериментально измеренной величин отклика УО “Лунохода-1” при лазерной локации из АРО в 2010 г. ставит под сомнение гипотезу деградации оптических устройств на Луне [17].

Автор выражает искреннюю признательность В.Г. Турышеву за предоставленные материалы и А.В. Пинаеву за ценную помощь при подготовке иллюстраций.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кокурин Ю.Л., Курбасов В.В., Лобанов В.Ф. и др. Лазерная локация светоотражателя, установленного на “Луноходе-1” // Квантовая электроника. 1971. № 5. С. 138–140.
2. Кокурин Ю.Л., Курбасов В.В., Лобанов В.Ф. и др. Эксперимент по лазерной локации углового отражателя, установленного на “Луноходе-1”. Т. 2. М.: Наука, 1978. С. 170–179.
3. Курбасов В.В. Исследование и разработка методов регистрации отраженного сигнала при лазерной локации Луны. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. ФИАН. Москва. 1974.
4. Кокурин Ю.Л. Лазерная локация Луны. Дис. ... д. физ.-мат. наук. ФИАН. Москва. 1975.
5. Алёшкина Е.Ю. Лазерная локация Луны // Природа. 2002. № 128. С. 57–66.
6. Murphy T.W., Jr., Adelberger E.G., Battat J.B.R. et al. Laser ranging to the lost Lunokhod 1 reflector // Icarus. 2011. V. 211. P. 1103–1108. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.11.010>
7. Кокурин Ю.Л., Ведешин Л.А. Советско-французский эксперимент по лазерной локации Луны // Вестник АН СССР. 1971. № 6.
8. Robinson M.S., Plescia J.B., Jolliff B.L. et al. Soviet lunar sample return missions: Landing site identification and geologic context // Planetary and Space Science. 2012. V. 69, Iss. 1. P. 76–88. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2012.03.013>
9. Довгань В.Г. Лунная одиссея отечественной космонавтики. От “Мечты” к луноходам. Ростов-на-

- Дону: Южный федеральный университет, 2015. С. 249–250.
10. *Degnan J.J.* Millimeter Accuracy Satellite Laser Ranging: A Review // *Contribution of Space Geodesy to Geodynamics: Technology*. 1997. V. 25. P. 133–162. <https://doi.org/10.1029/GD025p0133>
  11. *Arnold D.A.* Method of calculating retroreflector-array transfer functions. Smithsonian Astrophysical Observatory Special Report, 1979. Iss. 382.
  12. *Minott P.O.* Design of retrodirector arrays for laser ranging of satellites. Greenbelt: Goddard Space Flight Center, 1974. ID19740018193.
  13. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Том 2. М.: Наука, 1988.
  14. *Фоллер Дж., Уамплер Дж.* Лунный лазерный отражатель // *УФН*. 1971. Т. 103. № 1. С. 139–154.
  15. *Токовинин А.А.* Орбитальные оптические телескопы. М.: Знание, 1986.
  16. *Murphy T.W., Jr., Adelberger E.G., Strasburg J.D. et al.* APOLLO: Multiplexed Lunar Laser Ranging. University of Washington, 2002.
  17. *Murphy T.W., Jr., Adelberger E.G., Battat J.B.R. et al.* Long-term degradation of optical devices on the Moon. // *Icarus*. 2010. V. 208. P. 31–35. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.02.015>