

# СОДЕРЖАНИЕ

Том 59, номер 1, 2021

*Исследование характеристик детектора терагерцового излучения для научной аппаратуры “Солнце-Терагерц” <i>Е. В. Калинин, М. В. Филиппов, В. С. Махмутов, О. С. Максумов, Ю. И. Стожков, А. А. Квашинин, Г. Н. Измайлов, В. В. Озолин</i>	3
*Наблюдение узкополосных квазипараллельных свистовых волн в зоне торможения быстрых потоков в ближнем геомагнитном хвосте по данным <i>MMS</i> <i>А. Ю. Мальхин, Е. Е. Григоренко, Д. Р. Шкляр</i>	9
*Особенности отражения свистовых электромагнитных волн, падающих на ионосферу сверху, в дневных и ночных условиях <i>В. Г. Мизонова, П. А. Беспалов</i>	19
*Сравнение результатов по высыпаниям высокоэнергичных электронов в стратосфере и на спутниках <i>Г. А. Базилевская, А. С. Дюсембекова, М. С. Калинин, М. Б. Крайнев, В. С. Махмутов, А. К. Свиржевская, Н. С. Свиржевский, Ю. И. Стожков, Е. А. Тулеков</i>	28
Некоторые вопросы идентификации крупномасштабных типов солнечного ветра и их роли в физике магнитосферы. 4. “Потерянный драйвер” <i>Ю. И. Ермолаев, И. Г. Лодкина, М. Ю. Ермолаев, М. О. Рязанцева, А. А. Хохлачев</i>	35
Перспективный эксперимент с гамма-спектрометром на борту мобильного космического аппарата для изучения элементного состава вещества Луны, Марса и других небесных тел без атмосферы или с тонкой атмосферой <i>А. А. Аникин, М. В. Дьячкова, М. Л. Литвак, И. Г. Митрофанов, М. И. Мокроусов, С. Ю. Никифоров, А. Б. Санин</i>	44
Ретроспектива проблемы космического мусора. Ч. 2. Мониторинг космического мусора естественного происхождения в околоземном пространстве оптическими методами метеорной астрономии <i>В. В. Миронов, А. К. Муртазов</i>	51
Парето-оптимальные требования к точности отражающей поверхности параболических рефлекторов зеркальных космических антенн для перспективных частот <i>А. Н. Муранов</i>	63
Собственные колебания крыла солнечной батареи космического аппарата <i>А. К. Томилин, Г. Р. Зиякаев</i>	71
Оптимизация пространственных траекторий посадки на Луну: области достижимости, перенацеливание и ограничение по профилю снижения <i>Ю. П. Улыбышев</i>	78

С 10 по 14 февраля 2020 г. в ИКИ РАН проводилась очередная, пятнадцатая конференция “Физика плазмы в солнечной системе”. Тематика конференции связана с теоретическими и экспериментальными исследованиями процессов в космической плазме, в частности, процессов на Солнце, в солнечном ветре, в ионосфере и магнитосфере Земли и других планет солнечной системы. В данный выпуск вошли статьи, написанные по докладам с конференции (отмеченные звездочкой \*).

УДК 530.82

## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕТЕКТОРА ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ НАУЧНОЙ АППАРАТУРЫ “СОЛНЦЕ-ТЕРАГЕРЦ”

© 2021 г. Е. В. Калинин<sup>1</sup>, М. В. Филиппов<sup>1,\*</sup>, В. С. Махмутов<sup>1</sup>, О. С. Максумов<sup>1</sup>,  
Ю. И. Стожков<sup>1</sup>, А. А. Квашнин<sup>1</sup>, Г. Н. Измайлов<sup>2</sup>, В. В. Озолин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский авиационный институт, г. Москва, Россия

\**mfilippov@frik.ru*

Поступила в редакцию 27.02.2020 г.

После доработки 20.05.2020 г.

Принята к публикации 29.05.2020 г.

В данной работе приводится краткое описание отдельных элементов, которые могут быть включены в состав научной аппаратуры “Солнце-Терагерц”, предназначенной для проведения впервые внеатмосферного эксперимента на борту международной космической станции. Его целью является измерение терагерцового электромагнитного излучения как от спокойного Солнца, так и во время протекания активных процессов на Солнце (солнечные вспышки, выбросы корональной массы и т.д.), что необходимо для установления физической природы солнечной активности и солнечных вспышек. В качестве приемников терагерцового излучения рассмотрена возможность использования оптоакустических преобразователей (ячеек Голея), чувствительность, стабильность и время отклика которых определены в ходе предварительных лабораторных исследований в наземных условиях.

DOI: 10.31857/S0023420621010040

### ВВЕДЕНИЕ

Радиоизлучение солнечных активных областей и солнечных вспышек несет важную информацию о процессах ускорения заряженных частиц на Солнце, механизме переноса частиц из области их ускорения в области генерации радиоизлучения, позволяет исследовать физические условия и механизм генерации радиоизлучения в солнечной атмосфере. Длительные наземные измерения солнечного радиоизлучения охватывают широкий интервал частот от десятков кГц до десятков ГГц [17].

Однако диапазон электромагнитных волн в диапазоне  $\sim 1\text{--}15$  ТГц ( $1\text{ ТГц} = 10^{12}$  Гц) солнечного излучения на сегодняшний день является практически не исследованным, вследствие почти полного его поглощения в атмосфере Земли. Тем не менее, в земной атмосфере существуют отдельные узкие “окна прозрачности” в области частот, прилегающей к терагерцовому диапазону, в которых проводятся наземные солнечные наблюдения [7, 10, 16]. Так с 1999 года в горной астрономической обсерватории CASLEO (Аргентина) проводятся непрерывные наблюдения Солнца и солнечных вспышек на солнечном субмиллиметровом телескопе (SST) на частотах 210 и 405 ГГц [7]. Анализ полученных наземных данных позволил

установить ряд важных физических особенностей солнечных вспышек, свидетельствующих о возрастании потоков вспышечного излучения на частотах свыше 100 ГГц, об изменении потоков излучения на несколько порядков в течение нескольких минут (секунд). Оказалось, что гиротронный механизм радиоизлучения удовлетворительно описывающий частотный спектр до 100 ГГц не описывает наблюдаемое увеличение потоков излучения на частотах свыше 100–200 ГГц. Это предполагает наличие в области солнечной вспышки дополнительного источника излучения на указанных частотах. Интересным является также обнаружение тонкой временной структуры в вариациях излучения, связи субмиллиметрового излучения с выбросами корональной массы, рентгеновским, гамма-излучением солнечных вспышек и др. [3–6, 8, 11–13]. Эти экспериментальные результаты в настоящее время не нашли удовлетворительного теоретического объяснения и нуждаются в детальных измерениях солнечного терагерцового излучения.

Научная аппаратура “Солнце-Терагерц” предназначена для проведения первых внеатмосферных экспериментов на борту МКС по исследованию солнечного радиоизлучения в терагерцовом диапазоне волн как в условиях спокойного Солн-

ца, так и в условиях транзитных солнечных явлений (солнечные вспышки, выбросы корональной массы и др). Впервые будет реализована возможность непрерывных и детальных наблюдений Солнца на восьми частотах в диапазоне 0.4–15 ТГц.

Планируемые измерения существенно дополнят наземные радионаблюдения и позволят установить частотный спектр солнечного излучения и его временную динамику от микроволнового излучения до высокочастотного терагерцового диапазона. Знание частотного спектра излучения и его временных вариаций в активных областях на Солнце необходимо для установления адекватной физической природы солнечной активности и солнечных вспышек [1, 3, 4, 8]. Эти измерения будут иметь и важное прикладное значение для разработки оперативных методов прогнозирования мощных солнечных вспышек на Солнце, их воздействия на межпланетное пространство и земную магнитосферу, на электронные космические системы, наземные энергетические установки, коммуникационные системы и на атмосферные процессы.

#### КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Активная разработка новых экспериментальных подходов по созданию внеатмосферных систем детектирования солнечного терагерцового излучения началась в последнее десятилетие и привела к созданию первого прототипа солнечного фотометра для этой области энергий [5, 20]. В 2016 г. в период с 19 по 30.I. был проведен первый международный аэростатный эксперимент GRIPS в Антарктиде [2, 5, 13]. В состав его научной аппаратуры входил солнечный фотометр “SOLAR-T”, с помощью которого были выполнены наблюдения солнечного диска в терагерцовом диапазоне [5]. Было зарегистрировано солнечное вспышечное событие на указанных частотах 28.I.2016 года в 12.12.10 UT (рентгеновский балл вспышки С9.6). Одновременно это же событие было зарегистрировано на наземном субмиллиметровом солнечном телескопе (SST), на  $H_{\alpha}$  солнечном телескопе (HASTA) в Аргентине, а также, на космической обсерватории SDO [6, 7, 10, 11].

В создаваемой новой научной аппаратуре “Солнце-Терагерц” будет использован имеющийся опыт и результаты, полученные в разных немногочисленных наземных экспериментах, но в отличие от них впервые будет реализована возможность непрерывных и детальных наблюдений Солнца на восьми частотах в диапазоне 0.4–15 ТГц.

На рис. 1 показана трехмерная модель (вариант компоновки, разработанный на этапе эскизного

проектирования) научной аппаратуры “Солнце-Терагерц”. Основой прибора являются 8 детекторов терагерцового излучения: оптоакустические преобразователи (ОАП) – ячейки Голея. Выбор этих детекторов обусловлен их одинаковой чувствительностью для всей области терагерцового излучения и линейной зависимостью выходного сигнала ячейки от поглощенной энергии (температуры) [5].

На рис. 2 приведена оптическая схема и состав одного детектирующего канала. Для приема и первичной фильтрации электромагнитного излучения, используется телескоп (большое и малое зеркала), выполненный по системе Кассегрена [19], поверхность которого рассеивает значительную часть падающего видимого излучения. В тоже время, рефлекторная система Кассегрена позволяет избежать сильного поглощения терагерцового излучения оптическими стеклами. Так как абберации не оказывают влияния на концентрацию энергии на входном окне детектора, малое и большое зеркала являются сферическими.

Отрезающий фильтр (LPF), служит для пропускания терагерцового излучения и блокирования коротких волн, так как полосовые фильтры (BPF) [15, 18] являются прозрачными в оптическом диапазоне излучения.

Далее располагается оптический прерыватель (чоппер), который служит для модуляции сигнала, поступающего на входное окно ОАП (оптоакустического преобразователя “Ячейка Голея”). В научной аппаратуре “Солнце-Терагерц” предполагается использование ОАП GC-1D (<http://www.tydexoptics.com/>; [20]). Аналогичные преобразователи использовались в научной аппаратуре “SOLAR-T”.

Вышеописанная конфигурация зеркал позволяет сфокусировать на входном окне ОАП диаметром 6 мм пятно от излучающего объекта с угловым диаметром 0.5°.

Набор 8-ми частот в диапазоне ~0.4–15 ТГц позволит получить детальную информацию об особенностях частотного солнечного излучения, локализовать критическую частоту, на которой происходит изменение наклона (изгиба) этого спектра, т.е. установить частоту перехода спектра от известного гиротронного, например, к тепловому.

Наличие непрерывных солнечных измерений SST на частотах 0.2 и 0.4 ТГц позволит проводить взаимные калибровки научной аппаратуры “Солнце-Терагерц” на борту МКС и наземного телескопа. Предполагается, что один из восьми детектирующих каналов научной аппаратуры будут регистрировать солнечное излучение на частоте 0.4 ТГц.

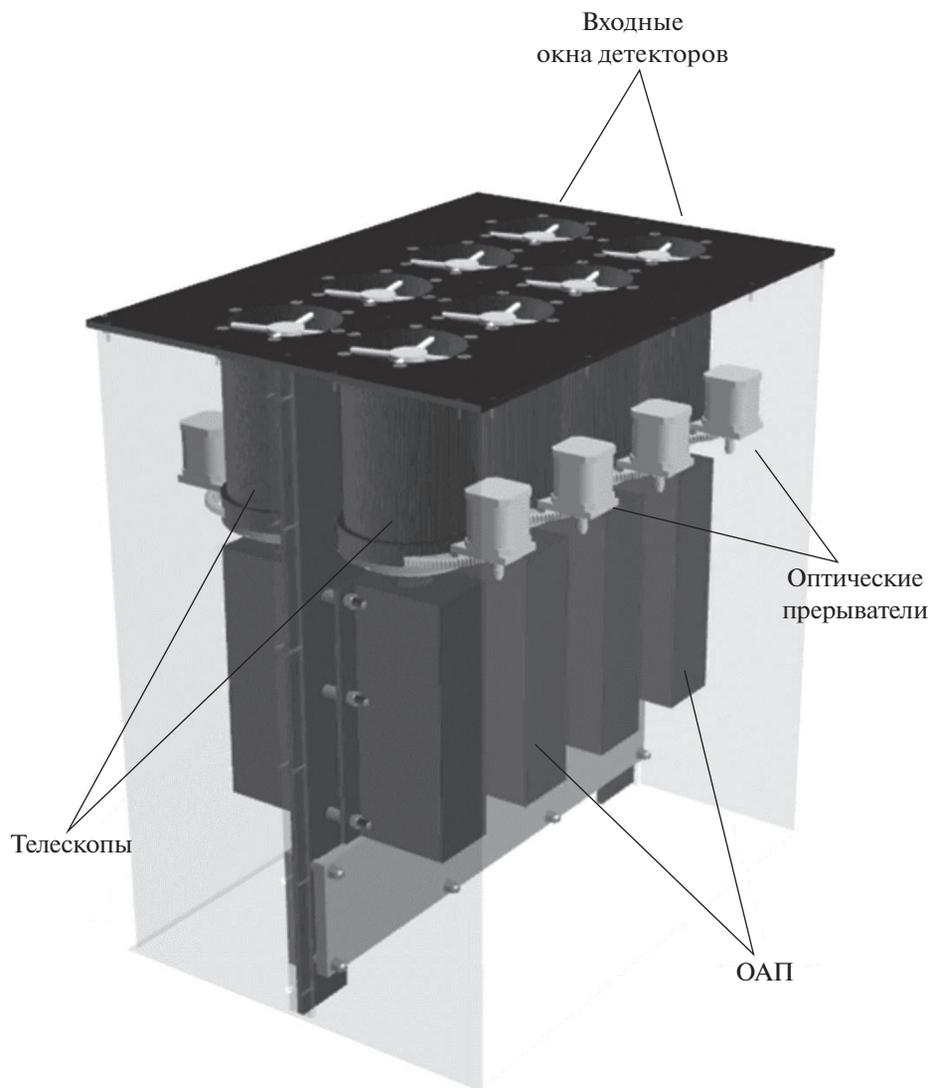


Рис. 1. Трехмерная модель корпуса и основных элементов научной аппаратуры “Солнце-Терагерц”.

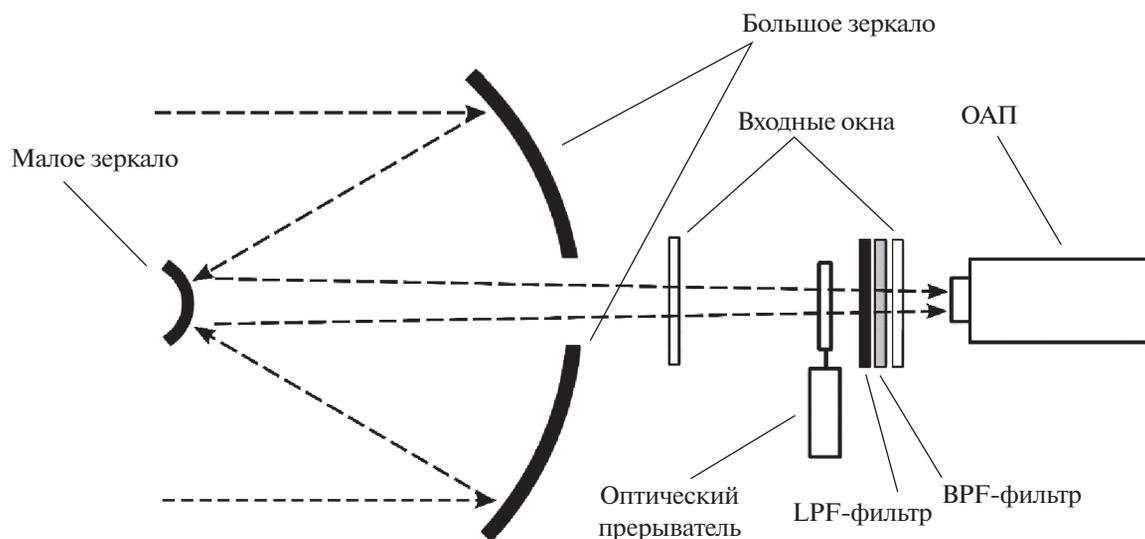
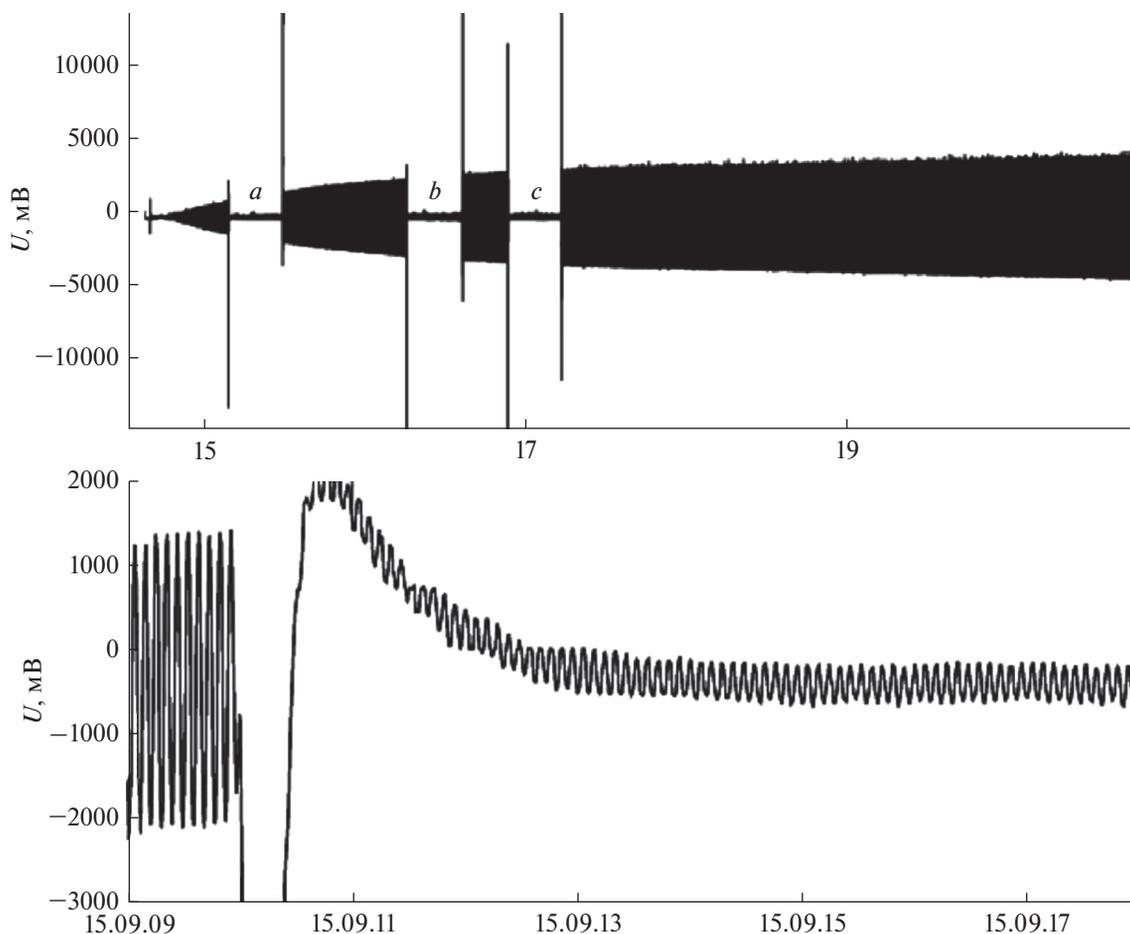


Рис. 2. Схематичное изображение оптического тракта детектора.



**Рис. 3.** Осциллограмма сигнала детектора в течение нескольких часов (верхняя панель). На временные интервалы *a*, *b*, *c* установка функционирует с установленными полосовыми ВРФ-фильтрами. Внизу – осциллограмма переходного процесса, зафиксированного детектором при установке полосового фильтра в корпус одиночного канала детектирования. Резкий спад сигнала соответствует моменту установки металлической заслонки с фильтром. Далее, спустя ~3 с, установка приходит в тепловое равновесие.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ ОДИНОЧНОГО КАНАЛА ДЕТЕКТИРОВАНИЯ

Для проведения испытаний аппаратуры на этапах, предшествующих изготовлению опытных образцов, был изготовлен макет одиночного канала детектирования (в соответствии с [5, 20]). Он включает в себя детектор терагерцового излучения (рис. 2) и минимально необходимый комплект электроники. Макет обеспечивает замену полосовых фильтров в оптическом тракте, что позволяет моделировать работу детектора в различных частотных диапазонах.

На макете были проверены некоторые схемотехнические решения для опытного образца научной аппаратуры. В частности, был разработан и проверен предусилитель, в основе которой лежит преобразователь ток-напряжение [21] на базе операционного усилителя AD 820. После предусилителя в оптическом тракте сигнал поступает

на усилитель (первый каскад) и, далее, на фильтр низких частот Баттерворта [22].

На рис. 3 представлены графики выходного напряжения детектора после усиления и фильтрации. Запись произведена с помощью цифрового осциллографа АК ИП-72204А (<https://prist.ru/manufacturers/akip/>). На верхней панели рис. 3 представлен данные, полученные за несколько часов наблюдений. Отчетливо видна огибающая сигнала, полученная в измерениях без использования полосовых фильтров. Ее тенденция к расширению связана с влиянием температурного эффекта на величину выходного сигнала ОАП. Также на данном графике показаны временные интервалы, на которых макет одиночного канала работает с установленными полосовыми фильтрами (интервалы *a*, *b*, *c* на верхней панели рис. 3). Рассмотрим более подробно переходные процессы, происходящие при установке фильтров (рис. 3, нижняя панель). С 15.09.09 до 15.09.10 установка

работает без полосового фильтра на фоновом излучении. Начиная с 15.09.10 до 15.09.11 производится установка полосового фильтра ВРФ-0.4. Далее, примерно в течении 2 с аппаратура приходит в термостабильное состояние. Переменная составляющая выходного напряжения ОАП является искомым полезным сигналом. Данные вариации ( $100 \pm 10$  мс) с амплитудой  $200 \pm 20$  мВ обусловлены модуляцией потока излучения вращающимся прерывателем входного сигнала (чоппера).

Временная стабильность и чувствительность детектора была проверена с помощью калибровки детекторов Голея GC-CS специальной аппаратурой (излучатель, работающий в диапазоне температур 0–100°C, <http://www.tydexoptics.com/>).

Также было проведено измерения температурных зависимостей отклика ОАП на разных частотах. Измерения проводились в течение 190 ч. Использовался датчик температуры с точностью измерения температуры 0.1°C. Были проведены фоновые измерения и измерения, с использованием излучателя в диапазоне температур 60–100°C с шагом в 10°C. Каждое измерение проводилось при трех характерных частотах, модулирующих излучение: 10 и 15 Гц.

Интенсивность принимаемого излучения считается постоянной, таким образом уровень выходного сигнала ОАП зависит только от температуры. В качестве значения выходного сигнала был взят модуль разности близлежащих точек максимума и минимума квазисуносидального сигнала ОАП.

Температурная зависимость выходного сигнала ОАП аналитически может быть определена уравнением (1):

$$U(T) = U(T_0) + k\Delta T, \quad (1)$$

где  $U(T)$  – величина выходного сигнала ОАП при температуре  $T$ , В;  $U(T_0)$  – величина выходного сигнала ОАП при температуре  $T_0$ , В;  $k$  – температурный коэффициент, В/°С;  $\Delta T$  – разность температур  $(T - T_0)$ , °С.

Методом регрессионного анализа экспериментальных данных были получены значения коэффициента  $k$ . Например, для фильтра на 3 ТГц, при частоте оптического прерывателя 10 Гц:  $k = 0.179$  В/°С, а при частоте 15 Гц:  $k = 0.195$  В/°С.

В будущем запланировано проведения калибровочных испытаний с излучателем, обеспечивающим диапазон температур от 100 до 1200°C.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование характеристик ОАП (ячейки Голея) и детектирующего канала в сборе. Результаты измерений показали, что данный тип приемника электромагнитного излучения удо-

влетворяет требованиям планируемого терагерцового эксперимента.

Будущие экспериментальные наблюдения терагерцового излучения необходимы для изучения физической природы процессов ускорения заряженных частиц в солнечных активных областях и других астрофизических объектах. Следует отметить, что создаваемая научная аппаратура “Солнце-Терагерц” может быть полезной при разработке будущей экспериментальной базы “терагерцовых” исследований не только Солнца, но и планет Солнечной системы и других различных космических объектов (астероидов, комет и др.). Разрабатываемая научная аппаратура, при соответствующей модификации, будет полезна и для изучения активных процессов в земной атмосфере, на поверхности Земли и в ее недрах.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Akabane K., Nakajima H., Ohki K. et al. A flare-associated thermal burst in the mm-wave region // *Solar Physics*. 1973. V. 33. P. 431–437.
2. Duncan N., Saint-Hilaire P., Shih A. Y. et al. First flight of the Gamma-Ray Imager/Polarimeter for Solar flares (GRIPS) instrument // *Proceedings of the SPIE*. 2016. V. 9905. id. 99052Q 17.
3. Kaufmann P., Raullin J.-P., de Castro C.G.G. et al. A new solar burst spectral component emitting only in the terahertz range // *Astrophysical J*. 2004. V. 603. P. L121–L124.
4. Kaufmann P., Correia E., Costa J.E.R. et al. Solar burst with millimeter-wave emission at high frequency only // *Nature*. 1985. V. 313. P. 380–382.
5. Kaufmann P., Marcon R., Abrantes A. et al. THz photometers for solar observations from space // *Experimental Astronomy*. 2014. V. 37. P. 579–598.
6. Kaufmann P. Submillimeter/IR solar bursts from high energy electrons // *AIP conference Proceedings*. 1996. V. 374. P. 379–392.
7. Kaufmann P., Costa J.E.R., Gimenez de Castro et al. The new submillimeter-wave solar telescope // *Proceedings of the 2001 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference*. IEEE. 2001. P. 439–442.
8. Kaufmann P., Gimenez de Castro, Makhmutov V. et al. Launch of solar coronal mass ejections and submillimeter pulse bursts // *J. Geophysical Research*. 2003. V. 108(A7). P. 1280.
9. Krucker S., Gimenez de Castro C.G., Hudson H.S. et al. Solar flares at submillimeter wavelengths // *Astron Astrophys Review*. 2013. V. 21. P. 58.
10. Luthi T., Magun A., Miller M. First observation of a solar X-class flare in the submillimeter range with KOSMA // *Astronomy and Astrophysics*. 2004. V. 415. P. 1123–1132.
11. Luthi T., Ludi A., Magun A. Determination of the location and effective angular size of solar flares with a 210 GHz multibeam radiometer // *Astronomy and Astrophysics*. 2004. V. 420. P. 361–370.

12. *Makhmutov V., Raulin J.-P., Giménez de Castro C. et al.* Wavelet Decomposition of Submillimeter Solar Radio Bursts // *Solar Physics*. 2003. V. 218. P. 211–220.
13. *Makhmutov V., Kurt V., Yushkov B.Y. et al.* Spectral peculiarities of high energy X-ray radiation, gamma radiation, and Submillimeter radio emission in the impulsive phase of a solar flare // *Bulletin of the Russian Academy of Science: Physics*. 2011. V. 75. P. 747–750.
14. *Marcon R., Kaufmann P., Fernandes T. et al.* Terahertz photometer to observe solar flares continuum // *J. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*. 2012. V. 33. P. 192–203.
15. *Melo A., Kornberg M., Kaufmann P. et al.* Metal mesh resonant filters for terahertz frequencies // *Applied Optics*. 2008. V. 47. № 32.
16. *Melo A., Kaufmann P., Kudaka A.S. et al.* A New Setup for Ground-based Measurements of Solar Activity at 10 mm // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. 2006. V. 118. P. 1558–1563.
17. *Raulin J.-P., Pacini A. A.*, Solar radio emissions // *Advances in Space Research*. 2005. V. 35.
18. *Гомон Д.А., Соболева В.Ю., Демченко П.С. и др.* Перестраиваемые терагерцевые фильтры на основе углеродных нанотрубок // *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*. 2019. Т. 19. № 5. С. 775–782.
19. *Краус Дж.Д.* Радиоастрономия. М: Изд-во Сов. радио, 1973.
20. *Кропотов Г.И., Кауфманн П.* Терагерцевые фотометры для наблюдений солнечных вспышек из космоса // *Фотоника*. 2013. № 5/41. С. 40–50.
21. *Фолкенберри Л.* Применение операционных усилителей и линейных ИС. М.: Мир, 1985.
22. *Хоровиц П., Хилл У.* Искусство схемотехники в 2-х томах. М.: Мир, 1983.

УДК 533.98

## НАБЛЮДЕНИЕ УЗКОПОЛОСНЫХ КВАЗИПАРАЛЛЕЛЬНЫХ СВИСТОВЫХ ВОЛН В ЗОНЕ ТОРМОЖЕНИЯ БЫСТРЫХ ПОТОКОВ В БЛИЖНЕМ ГЕОМАГНИТНОМ ХВОСТЕ ПО ДАННЫМ *MMS*

© 2021 г. А. Ю. Малыхин<sup>1, \*</sup>, Е. Е. Григоренко<sup>1</sup>, Д. Р. Шкляр<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия

\*anmaurdreg@gmail.com

Поступила в редакцию 28.02.2020 г.

После доработки 10.04.2020 г.

Принята к публикации 29.05.2020 г.

В данной работе выполнен анализ волновой активности, зарегистрированной спутниками *MMS* во время продолжительной диполизации в ближнем геомагнитном хвосте ( $X_{\text{GSM}} \sim -17 R_E$ ). Установлено, что множественные всплески узкополосных квазипараллельных свистовых волн наблюдались за передним фронтом диполизации, на фазе возрастания  $B_Z$  компоненты магнитного поля. Длительности волновых всплесков составляли  $\sim 1-15$  с, характерные частоты  $\sim (0.1-0.8)f_{ce}$  ( $f_{ce}$  – электронная гирочастота). На основе детального анализа одного волнового всплеска установлено, что частота, соответствующая максимальному значению линейного инкремента квазипараллельных свистовых волн, близка по величине к наблюдаемой частоте, что указывает на возможную близость спутника к источнику волн. Также мы определили, что наибольший вклад в инкремент свистовых волн в обсуждаемом случае дают электроны с питч-углами  $1250-1350$  и энергиями  $\sim 3-12$  кэВ. Данные наблюдения показывают, что во время диполизации тепловая и надтепловая электронные популяции наиболее эффективно участвуют в резонансном взаимодействии со свистовыми волнами.

DOI: 10.31857/S0023420621010052

### ВВЕДЕНИЕ

Быстрые потоки плазмы, ускоренные в удаленных областях геомагнитного хвоста в процессе магнитного пересоединения [1], переносят к Земле магнитные структуры – так называемые Диполизационные Фронты (ДФ), характеризующиеся усиленной северной компонентой магнитного поля ( $B_Z$ ) [2, 3]. Статистически показано, что при приближении к Земле, на расстояниях  $X \sim -15 R_E$  быстрые потоки испытывают торможение, что приводит к формированию зоны накопления магнитного потока со сложной многомасштабной магнитной структурой, которую часто отождествляют со спонтанной вторичной диполизацией [4, 5]. В отличие от изолированных ДФ, наблюдаемых на фронте быстрого потока, и, как правило, имеющих длительность  $\leq 3$  мин, вторичные диполизации характеризуются сравнительно медленным ростом  $B_Z$  – компоненты магнитного поля от нескольких минут до десятков минут, на который накладываются кратковременные и более сильные по амплитуде импульсы поля  $B_Z$  [6, 7].

В зоне накопления магнитного потока и вторичной диполизации наблюдаются разнообразные

плазменные процессы, связанные с трансформацией энергии быстрых потоков: ускорение и нагрев ионов и электронов [6, 8–13]; возмущения Токового Слоя (ТС) [14, 15]; сильные флуктуации электрического поля [16]; всплески волновой активности в широком диапазоне частот [6, 17–22].

Всплески электромагнитных и электростатических флуктуаций, наблюдаемые во время диполизаций, могут привести к неадиабатическим эффектам и питч-угловому рассеянию электронов и ионов в результате взаимодействий волн и частиц. В частности, В [19] авторы продемонстрировали изменение функции распределения электронов, наблюдаемое в ограниченном диапазоне энергий (от нескольких кэВ до десяти кэВ), что могло быть объяснено взаимодействием части электронной популяции со свистовыми волнами, генерируемыми в зоне торможения быстрых потоков.

О всплесках свистовых волн во время диполизаций сообщалось во многих работах [6, 18, 21, 23, 24]. Считается, что генерация этих волновых мод связана с наличием температурной анизотропии электронов  $T_{\text{PER}}/T_{\text{PAR}} > 1$ , которая, в свою очередь, может возникнуть в результате бетатронного нагрева электронов на фронте диполизации [8, 19].

Однако, недостаточно высокое временное разрешение измерений 3D функций распределения электронов на спутниковых миссиях *Cluster* и *THEMIS* (3–4 с) не позволило исследовать изменения анизотропии функции распределения в течение одного волнового всплеска, длительность которого, как правило, не превышает нескольких секунд.

В настоящей работе мы исследовали динамику анизотропии функций распределения электронов и инкремента квазипараллельных свистовых мод, во время волнового всплеска наблюдаемого во время диполизации в ближнем хвосте магнитосферы Земли (на  $X \sim -17R_E$ ). Для исследования изменений функции распределения электронов на временных масштабах волновых всплесков (<10 с) мы использовали данные эксперимента Fast Plasma Investigation (FPI) на борту спутников *MMS* [25], который в быстрой моде измеряет 3D функции распределения электронов с временным разрешением 30 мс. В результате показано, что наибольший вклад в инкремент квазипараллельных свистовых мод вносят электроны с энергиями ~нескольких кэВ и питч-углами близкими к  $90^\circ$ .

### НАБЛЮДЕНИЕ УЗКОПОЛОСНЫХ КВАЗИПАРАЛЛЕЛЬНЫХ СВИСТОВЫХ ВОЛН ВО ВРЕМЯ ДИПОЛИЗАЦИИ В БЛИЖНЕМ ГЕОМАГНИТНОМ ХВОСТЕ

Для анализа волновой активности и функций распределения электронов были использованы данные экспериментов FIELDS и FPI [25]. В состав эксперимента FIELDS входят феррозондовый и индукционный магнитометры, позволяющие измерять как постоянное магнитное поле с временным разрешением от 0.125 с до 7.8125 мс, так и флуктуации вектора магнитного поля в диапазоне частот от 8 до 8192 Гц [26].

В состав эксперимента FPI входят ионный и электронный спектрометры, позволяющие измерять 3D функции распределения ионов и электронов в диапазоне энергий от ~10 до 30 кэВ с максимальным временным разрешением 150 и 30 мс соответственно [27]. Столь высокое временное разрешение реализуется в быстрой моде измерений, которая доступна не всегда, а лишь в течение определенных коротких интервалов времени.

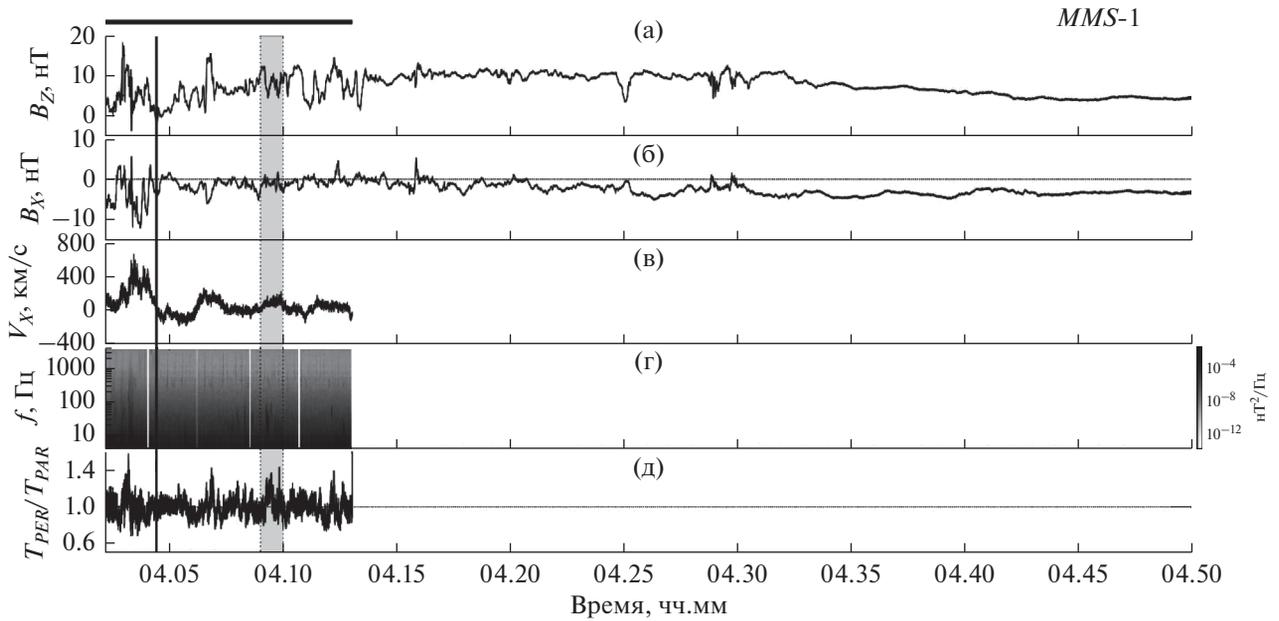
На рис. 1 показан интервал диполизации магнитного поля, наблюдаемой спутниками *MMS* (приведены данные со спутника *MMS-1*) в ближнем геомагнитном хвосте 19.VI.2017 в 04.02–04.50 UT. Из рис. 1б видно, что спутники *MMS* находились в плазменном слое (ПС), т.к. абсолютная величина  $V_X$  — компоненты магнитного поля не превышала

10 нТ, и имели координаты в системе координат GSM:  $X \sim -17R_E$ ,  $Y \sim -0.5R_E$ ,  $Z \sim 1.7R_E$ .

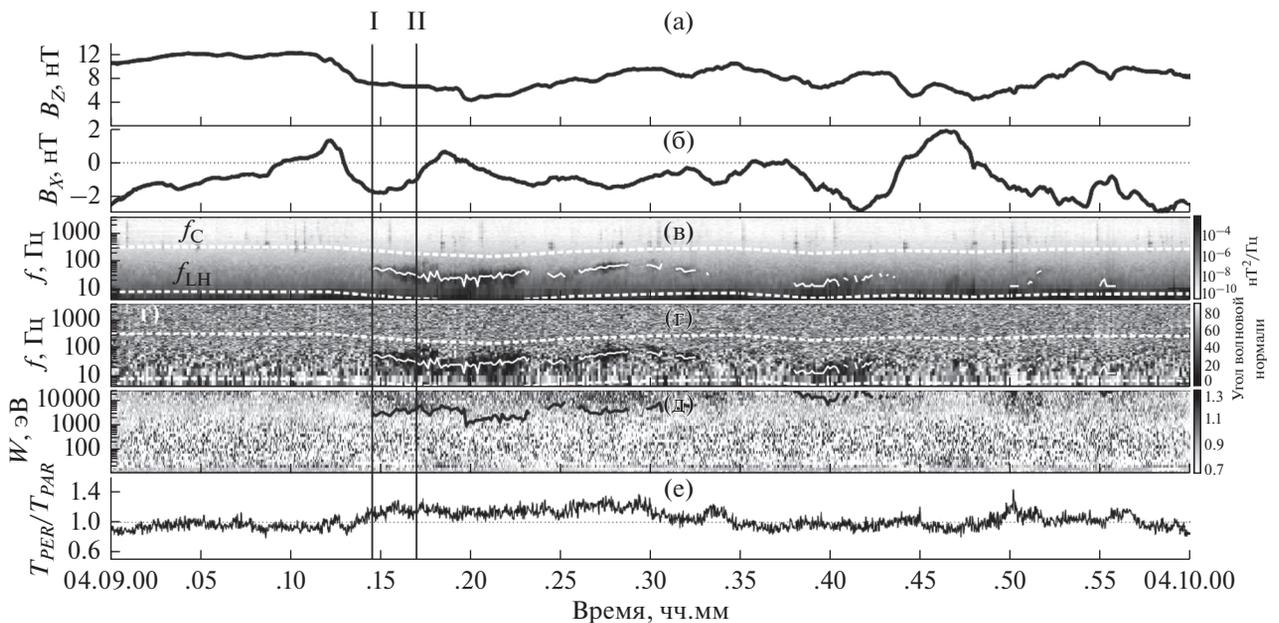
Диполизация началась в ~04.04.30 UT после прихода быстрого плазменного потока с ДФ в ~04.03.30 UT (см. рис. 1а, 1в). Момент начала диполизации отмечен на рис. 1 сплошной вертикальной линией. На протяжении медленного роста  $B_Z$  — компоненты магнитного поля (в ~04.04.30–04.15 UT) наблюдались короткие во времени импульсы  $B_Z$  с длительностью (<3 мин). Данные признаки типичны для продолжительных диполизаций связанных с замедлением быстрых потоков и накоплением магнитного потока в ближних областях хвоста. Действительно, во время диполизации наблюдалось существенное уменьшение скорости потока плазмы направленного к Земле ( $V_X > 0$ ) и осцилляции потока (изменение знака  $V_X$ ) (см., например, [28]).

Быстрая мода измерений функций распределения электронов и полей была доступна только в течение фазы роста диполизации (интервал наличия быстрой моды измерений показан жирной горизонтальной линией над верхней панелью рис. 1). На спектрограмме показанной на рис. 1г, представлена сумма спектральных интенсивностей флуктуаций трех ортогональных компонент магнитного поля. Видно, что на фронте быстрого потока, а также на фазе роста диполизации, в частности, в окрестности импульсов  $B_Z$  наблюдались всплески волновой активности в диапазоне частот от нескольких Гц до ~сотни Гц. Во время наблюдений волновых всплесков были зарегистрированы увеличения температурной анизотропии электронов  $T_{PER}/T_{PAR} > 1.0$  (см. рис. 1д). Далее мы подробно рассмотрим волновой всплеск, наблюдавшийся в 04.09–04.10 UT (этот интервал затенен серым цветом на рис. 1).

На рис. 2 представлен временной ход  $B_Z$  и  $B_X$  — компонент магнитного поля (панели а и б), суммарная спектральная интенсивность флуктуаций трех компонент магнитного поля (рис. 2в), угол между волновым вектором  $\mathbf{k}$  и внешним магнитным полем  $\mathbf{B}$ , соответствующий различным частотам и моментам времени (показан на рис. 2г в виде черно-белого кода в соответствии со шкалой справа), энерго-временная спектрограмма отношения потока электронов с питч-углами  $\sim 90^\circ$  к потоку электронов движущихся коллинеарно  $\mathbf{B}$ ,  $J_{PER}/J_{PAR}$  (рис. 2д). В качестве величины  $J_{PAR}$  использовался либо поток параллельных магнитному полю электронов, либо поток антипараллельных электронов, в зависимости от того, какой поток в данный момент был сильнее. На рис. 2е



**Рис. 1.** Пример наблюдения диполизации магнитного поля по данным спутника *MMS-1* 19.IV.2017 г. Сверху вниз показано: временной ход  $B_Z$  (а) и  $B_X$  (б) компонент магнитного поля;  $X$  – компонента потоковой скорости ионов,  $V_X$  (в); спектрограмма интенсивности магнитных флуктуаций (г) и временной ход величины отношения перпендикулярной и параллельной температуры электронов,  $T_{PER}/T_{PAR}$  (д). Момент начала диполизации показан сплошной вертикальной линией. Интервал наличия быстрой моды измерений показан жирной горизонтальной линией над верхней панелью. Интервал наблюдений всплеска свистовых волн затенен серым цветом.



**Рис. 2.** Наблюдение всплеска свистовых волн спутником *MMS-1* (данный интервал затенен серым цветом на рис. 1). Сверху вниз показано: временной ход  $B_Z$  (а) и  $B_X$  (б) – компонент магнитного поля, частотная спектрограмма интенсивности флуктуаций магнитного поля (в), частотная спектрограмма величины угла волновой нормали (г), энергo-временная спектрограмма отношения потока электронов с пичч-углами близкими к  $90^\circ$  к потоку электронов движущихся коллинеарно  $\mathbf{B}$ ,  $J_{PER}/J_{PAR}$  (д); временной ход температурной анизотропии электронов,  $T_{PER}/T_{PAR}$  (е). Вертикальными линиями выделен интервал одного из всплесков свистовых волн, выбранный для анализа. На панелях (в) и (г) белыми пунктирными линиями показан временной ход электронной гирочастоты,  $f_C$ , и нижнегибридной частоты,  $f_{LH}$ . Сплошной белой линией показан временной ход частоты соответствующей максимальной интенсивности флуктуаций магнитного поля в свистовой волне. На панели (д) сплошной черной линией показан временной ход параллельной энергии резонансных электронов. Над верхней панелью цифрами “I” и “II” отмечены моменты времени для которых были построены зависимости, показанные на рис. 3–5.

представлен временной ход температурной анизотропии электронов,  $T_{PER}/T_{PAR}$ .

Наиболее продолжительный всплеск свистовых волн (с длительностью  $\sim 8.5$  с) наблюдался в  $\sim 04.09.14-04.09.23$  UT (интервал наблюдения отмечен вертикальными линиями на рис. 2). Временной ход частоты, соответствующей максимуму мощности магнитных флуктуаций, показан на рис. 2в, 2г сплошной белой линией. Частота свистовых волн находится в диапазоне между нижнегибридной  $f_{LH}$  и электронной гирочастотой  $f_c$  (отмечены белыми пунктирными линиями). Угол распространения свистовых волн относительно направления внешнего магнитного поля не превышал  $20^\circ$  (см. рис. 2г). Таким образом, наблюдаемые свистовые волны можно считать квазипараллельными.

В каждый момент времени наблюдения всплеска свистовых волн мы вычислили параллельную энергию резонансных электронов согласно формуле:

$$W_{\parallel r} = m_e c^2 \frac{(\omega_c - \omega)^3}{2\omega\omega_p^2},$$

где  $m_e$  – масса электрона,  $c$  – скорость света,  $\omega_c$  и  $\omega_p$  – электронные гирочастота и плазменная частота соответственно,  $\omega$  – частота, соответствующая максимуму мощности магнитных флуктуаций (ее временной ход показан сплошной белой линией на рис. 2в, 2г). Временной ход  $W_{\parallel r}$  показан сплошной черной линией на рис. 2д.

Непосредственно перед началом всплеска свистовых волн (момент “Г”) началось возрастание величины  $T_{PER}/T_{PAR}$  (см. рис. 2е). Как видно из рис. 2д, увеличение перпендикулярной температурной анизотропии электронов связано с относительным усилением потока  $90^\circ$  – электронов ( $J_{PER}/J_{PAR} > 1.0$ ) в диапазоне энергий от нескольких кэВ до  $\sim 30$  кэВ. Важно отметить, что временной ход величины продольной резонансной энергии электронов  $W_{\parallel r}$  является приблизительно нижней огибающей энергетического диапазона, в котором наблюдалось  $J_{PER}/J_{PAR} > 1.0$ . Так как полная энергия есть сумма продольной и поперечной энергий, то полная энергия резонансных электронов  $W_r \geq W_{\parallel r}$ . Таким образом, можно предположить, что усиление потока  $90^\circ$  электронов, наблюдаемое в диапазоне полных энергий  $W \geq W_{\parallel r}$ , может быть причиной генерации всплеска квазипараллельных свистовых волн. Чтобы проверить это предположение мы вычислили инкремент квазипараллельных свистовых волн для данного всплеска и определили популяцию электронов,

вносящих наибольший положительный вклад в инкремент. Метод вычисления инкремента и полученные результаты изложены в двух следующих параграфах.

### ИНКРЕМЕНТ СВИСТОВОЙ ВОЛНЫ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ ВДОЛЬ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Линейный инкремент (декремент) свистовой волны, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля в однородной плазме, был получен Сагдеевым и Шафрановым [29], а также может быть найден в целом ряде работ и монографий, например, в [30, 31]. Предполагая, что невозмущенная функция распределения электронов  $F_0$  задана в переменных  $(W, s)$ , где  $W$  – кинетическая энергия частицы и  $s = \sin^2(\alpha)$  – квадрат синуса экваториального питч-угла, выражение для линейного инкремента  $\gamma$  может быть записано в виде:

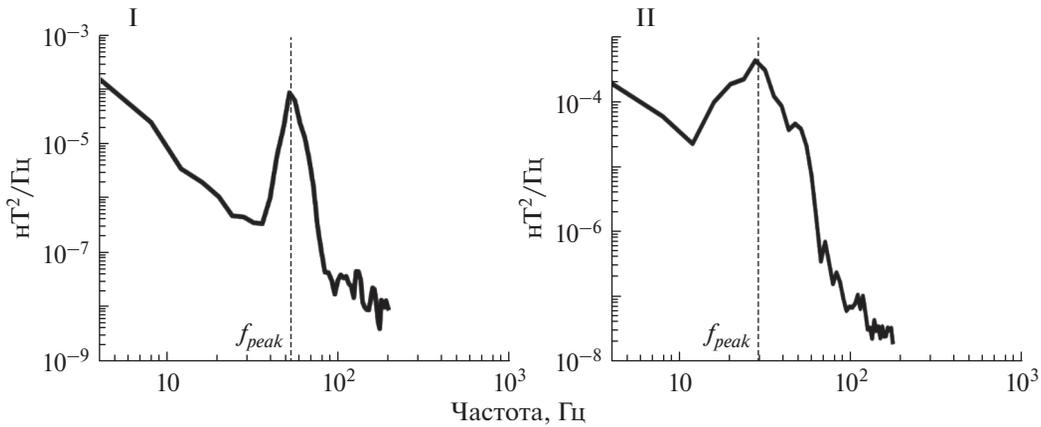
$$\gamma = \frac{2\pi^3 c^5 e^2 (\omega_c - \omega)^{17/2}}{\omega_c \omega^{3/2} \omega_p^7} \int_0^1 F_0'(s) \frac{s ds}{(1-s)^3}. \quad (1)$$

Здесь  $\omega$  – частота волны,  $\omega_c$  и  $\omega_p$  – электронная циклотронная и плазменная частота, соответственно,  $e$  – заряд электрона. Входящая в выражение для инкрементов волны (1) величина  $F_0'(s)$  представляет собой комбинацию производных невозмущенной функции распределения электронов по переменным  $W$  и  $s$ , взятую для значения продольной скорости частицы, равной резонансной скорости:

$$F_0'(s) = \left[ \frac{\partial F_0}{\partial W} + \frac{1}{W} \left( \frac{\omega_c - \omega}{\omega} - s \right) \frac{\partial F_0}{\partial s} \right]_{W=mV_r^2/2(1-s)}. \quad (2)$$

Здесь  $V_r^2 \equiv \frac{(\omega_c - \omega)^2}{k^2} = c^2 \frac{(\omega_c - \omega)^3}{\omega\omega_p^2}$  – квадрат резонансной скорости, для вычисления которого использовано выражение квадрата волнового вектора  $k^2 = \omega(\omega_p^2/c^2)/(\omega_c - \omega)$ , справедливое для случая продольного распространения свистовой волны при выполнении условия  $\omega_p^2 \gg \omega_c^2$ . Поскольку после вычисления производных значение кинетической энергии полагается равным указанной выше величине, определяемой резонансной скоростью и питч-углом (см. (2)), то величина  $F_0'$  помимо частоты волны и параметров плазмы, оказывается функцией только питч-угла.

В связи с выражением (1) для инкремента волны следует подчеркнуть два важных момента. Во-первых, независимо от того, в каких переменных



**Рис. 3.** Частотные спектры интенсивности магнитных флуктуаций, измеренные в моменты времени “I” и “II”, показанные на рис. 2. Частота, соответствующая максимальной интенсивности магнитных флуктуаций свистовой волны,  $f_{peak}$ , показана на спектрах вертикальной пунктирной линией.

выражена невозмущенная функция распределения, она всегда считается нормированной так, что ее интеграл по скоростям равен плотности частиц:  $\int F_0 d^3 \mathbf{v} = n(\mathbf{r})$ . Во-вторых, величины  $W$  и  $s$  не определяют однозначно скорость частиц, а, следовательно, и их функцию распределения – для этого необходимо также знать знак продольной скорости частицы, то есть знак  $\cos(\alpha)$ . Поскольку частицы с различным значением знака  $\cos(\alpha)$  резонансно взаимодействуют с волнами, распространяющимися в различных направлениях по отношению к магнитному полю, то в случае, если невозмущенная функция распределения не симметрична относительно знака  $\cos(\alpha)$ , инкременты волн одной и той же частоты, распространяющихся в различных направлениях, оказываются различными.

Функция распределения  $F_0$  в системе единиц СГС, в которой записано выражение для инкремента (1), связана с наблюдаемым дифференциальным потоком частиц  $J$ , измеряемым в практических единицах  $1/\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{sr} \cdot \text{кэВ}$ , соотношением (см. [32], а также вывод этого соотношения в [33]):

$$F_0 = 1.67 \cdot 10^{-37} \frac{J}{W_{\text{кэВ}}},$$

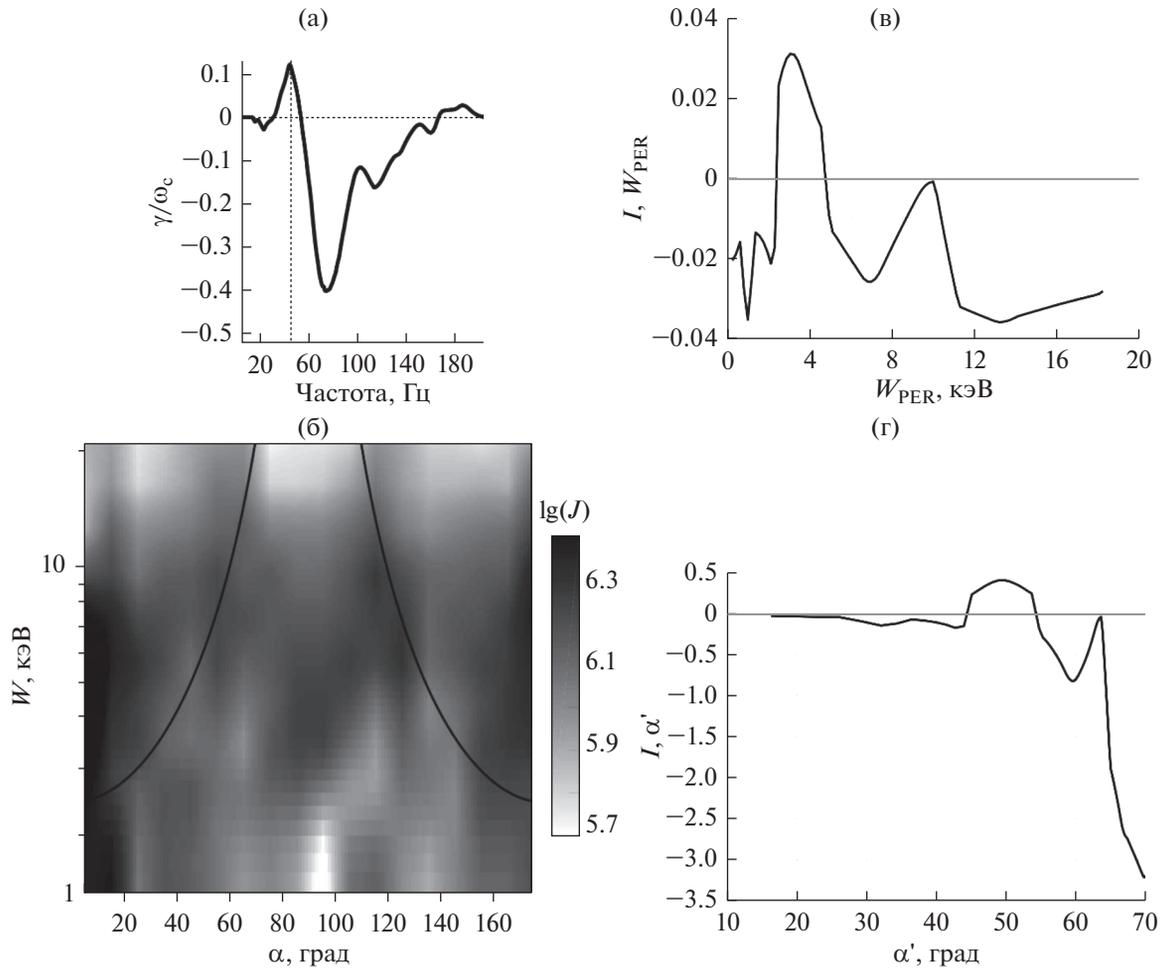
где  $J$  – дифференциальный поток в указанных выше практических единицах, а  $W_{\text{кэВ}}$  – энергия частиц в кэВ. В действительности на спутниках *MMS* измеряется дифференциальный поток энергии  $J_E$  [ $\text{кэВ}/\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{sr} \cdot \text{кэВ}$ ], из которого дифференциальный поток частиц  $J$  в каждом энергетическом канале получается делением на среднюю энергию в кэВ в данном канале.

В следующем параграфе мы обсудим результаты вычисления линейного инкремента для квази-

параллельных свистовых волн, наблюдаемых спутниками *MMS* во время диполизации в ближнем геомагнитном хвосте.

### ОБСУЖДЕНИЕ

Диполизация, наблюдаемая спутниками *MMS* 19.VI.2017 в 04.05–04.50 UT в течение ~45 мин, может быть классифицирована как вторичная диполизация, вызванная приходом к Земле и торможением/осцилляциями быстрого плазменного потока с ДФ. На фазе роста  $B_Z$  – компоненты магнитного поля во время таких диполизаций, как правило, наблюдаются множественные кратковременные импульсы  $B_Z$ , которые обуславливают сложную многомасштабную структуру магнитного поля и его градиентов в области диполизации. Наличие магнитных градиентов, связанных как с передним фронтом быстрого потока – так называемое “сжатие”, за счет возрастания скорости потока за передним фронтом [8], так и с последующими импульсами поля  $B_Z$ , наблюдаемыми далее на фазе роста диполизации, обуславливает усиление перпендикулярной температурной анизотропии электронов за счет их бетатронного нагрева. Наличие такой анизотропии, в свою очередь, может стать причиной генерации свистовых волн [23, 34]. Однако, временное разрешение предыдущих спутниковых миссий (*Cluster*, *THEMIS* и др.) не позволяло исследовать на временных масштабах одного волнового всплеска (~ нескольких секунд) динамику функции распределения электронов и величины инкремента этих волн, а также установить популяцию электронов, которая может быть ответственной за генерацию этих волн.



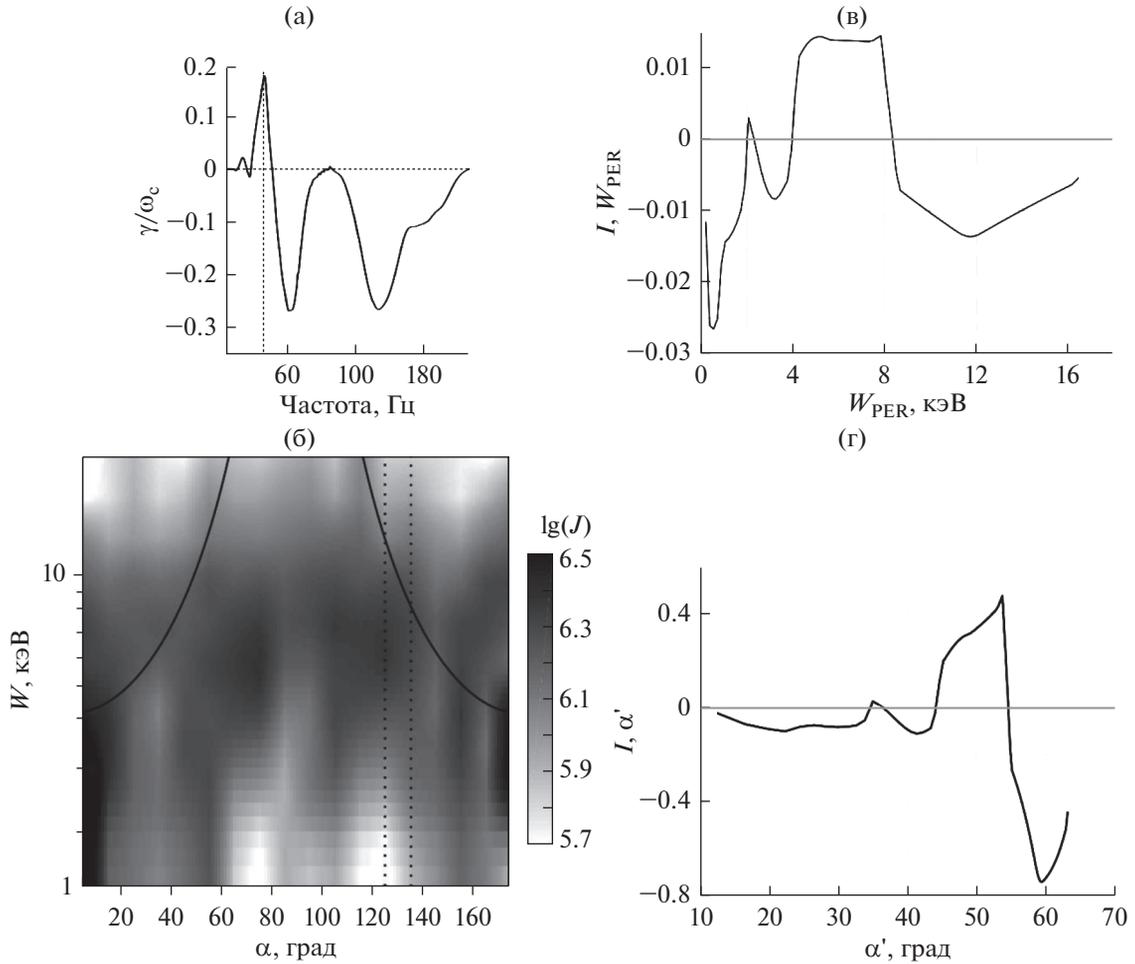
**Рис. 4.** Для момента времени “I” представлены частотная зависимость линейного инкремента квазипараллельных свистовых волн (а); распределение потоков электронов в формате: полная энергия ( $W$ ) – питч-угол,  $\alpha$ , (б); зависимость величины вклада электронов в инкремент  $I(W_{PER})$  от перпендикулярной энергии электронов,  $W_{PER}$  (в); зависимость величины вклада электронов в инкремент  $I(\alpha')$  от угла  $\alpha' = 180^\circ - \alpha$  (г), вычисленные для частоты волны  $f_{peak}$ . На панели (б) величина потока электронов  $J$  ( $1/\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{sr} \cdot \text{кэВ}$ ) показана оттенками серого согласно шкале справа; сплошной черной линией показана кривая  $W = W_{\parallel r} / \cos^2(\alpha)$  (где  $W_{\parallel r}$  – продольная энергия резонансных электронов), вдоль которой вычислялась производная функции распределения электронов, дающая вклад в инкремент.

Используя измерения 3D функций распределения электронов в быстрой моде на спутниках *MMS*, мы исследовали всплеск квазипараллельных свистовых волн, наблюдаемых на фазе роста диполизации в 04.09.14.776–04.09.23.276 UT. На рис. 3 представлены частотные спектры интенсивности магнитных флуктуаций ( $|B|^2$ ), измеренные спутником *MMS-1* в моменты времени “I–II”, отмеченные вертикальными линиями на рис. 2.

В начальный момент волнового всплеска (момент I) генерация квазипараллельных свистовых волн наблюдается в узком диапазоне частот: 42–72 Гц с максимумом интенсивности магнитных флуктуаций на частоте  $f_{peak} = 56$  Гц. Далее, интенсивность флуктуаций нарастает, достигая макси-

муму к моменту II, при этом происходит расширение частотного диапазона свистовых волн (16–64 Гц) и смещение их частоты в сторону низких частот; при этом  $f_{peak} = 32$  Гц. К окончанию всплеска амплитуда флуктуаций уменьшается и частотный диапазон свистовых волн сужается (36–52 Гц,  $f_{peak} = 44$  Гц).

На рис. 4–5 представлены частотные зависимости линейного инкремента квазипараллельных свистовых волн (панель а), вычисленные согласно формуле, представленной в предыдущем параграфе для моментов времени I и II. Здесь, важно отметить, что для вычисления инкремента мы не делали никаких предположений о форме функции распределения электронов, а использовали



**Рис. 5.** Для момента времени “П” показаны зависимости аналогичные тем, что представлены на рис. 4. Формат рисунка аналогичен формату рис. 4.

реально наблюдаемую спутниками *MMS* функцию распределения.

На данных рисунках представлены распределения потоков электронов в формате: полная энергия ( $W$ ) – питч-угол ( $\alpha$ ) (панель б), и величины вклада электронов в инкремент в зависимости от перпендикулярной энергии электронов ( $W_{PER}$ ) (панель в) и питч-угла (панель г), вычисленные для частоты волн  $f_{peak}$ .

В начальный момент волнового всплеска (I) максимальная величина линейного инкремента наблюдалась для свистовой волны, распространяющейся вдоль направления магнитного поля ( $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} > 0$ ) и имеющей частоту  $\sim 44$  Гц (см. рис. 4а), что неплохо согласуется с наблюдаемой частотой  $f_{peak} = 56$  Гц. Направление вектора Пойнтинга, вычисленное для наблюдаемых в момент времени I свистовых волн, также указывает на то, что волны распространялись вдоль направления магнитного поля. Близость наблюдаемой частоты и на-

правления распространения свистовых волн к частотам, на которых имел место положительный инкремент, может указывать на близость спутника к источнику возбуждения волн.

На рис. 4в, 4г представлены зависимости вклада в инкремент электронов с данными перпендикулярными энергиями и углами  $\alpha'$ , где  $\alpha'$  – угол между антипараллельным направлением к  $\mathbf{B}$  и скоростью частицы. Так как с волной могут резонансно взаимодействовать только встречные электроны, то есть, в данном случае, электроны, движущиеся антипараллельно магнитному полю, то положительный вклад в инкремент дает популяция электронов, имеющая питч-углы  $\alpha = 180^\circ - \alpha'$ . Из рисунков видно, что положительный вклад в инкремент дают электроны с  $W_{PER} \sim 2-5$  кэВ и питч-углами  $\alpha \sim 125^\circ - 135^\circ$ , что соответствует  $\alpha' \sim 45^\circ - 55^\circ$ . Так как параллельная энергия резонансных электронов, вычисленная для частоты волн  $f_{peak}$  в данный момент времени составляла  $\sim 2.5$  кэВ, то пол-

ная энергия электронов дающих положительный вклад в инкремент составляет  $\sim 5.5\text{--}7.5$  кэВ.

На рис. 4б вместе с наблюдаемым энергопитч-угловым распределением потока электронов показана кривая  $W = W_{\parallel}/\cos^2(\alpha)$  (сплошная черная линия) вдоль которой вычислялась производная функции распределения электронов, дающая вклад в инкремент. Видно, что в диапазоне питч-углов  $\sim 125^\circ\text{--}135^\circ$  наиболее сильный градиент в потоке электронов наблюдается в диапазоне полных энергий  $\sim 3\text{--}10$  кэВ, что примерно соответствует рассчитанному. Таким образом, имеет место неплохое соответствие между вычисленным диапазоном энергий и питч-углов электронов, дающих вклад в инкремент для наблюдаемой частоты свистовых волн, и наблюдаемой *MMS* популяцией анизотропных электронов.

На рис. 5 в том же формате представлены зависимости, аналогичные показанным на рис. 4, но для момента времени  $\Pi$ , во время которого во всплеске свистовых волн наблюдалась наибольшая амплитуда магнитных флуктуаций. Во время усиления волнового всплеска частота, на которой наблюдалось максимальное значение инкремента, практически точно соответствовала частоте наблюдения свистовой волны (максимум инкремента наблюдался на частоте  $f = 33$  Гц (см. рис. 5а), при наблюдаемой частоте волны  $f_{peak} \sim 32$  Гц (см. рис. 3). Так же как и в начальный момент времени волна распространялась вдоль направления магнитного поля. Для наблюдаемой частоты волны наибольший вклад в инкремент вносили электроны, движущиеся антипараллельно направлению магнитного поля с поперечными энергиями  $W_{PER} \sim 4\text{--}8$  кэВ и питч-углами  $\alpha \sim 125^\circ\text{--}135^\circ$ . Параллельная энергия резонансных электронов, вычисленная для частоты  $f_{peak}$  составляла  $\sim 4$  кэВ, таким образом, полная энергия электронов дающих положительный вклад в инкремент  $\sim 8\text{--}12$  кэВ. На рис. 5б видно, что примерно в этом диапазоне полных энергий и питч-углов наблюдается усиление потока электронов.

Таким образом, можно предположить, что к моменту наблюдения максимальной амплитуды свистовых волн спутник находился достаточно близко к источнику их генерации. Величина  $B_x$  — компоненты магнитного поля в данный момент времени составляла  $\sim 1$  нТ, что свидетельствует о том, что спутник находился близко от нейтральной плоскости, где, согласно предыдущим исследованиям, с наибольшей вероятностью может находиться источник свистовых волн (см. например, [23]).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе, используя наблюдения спутников *MMS* с беспрецедентно высоким временным разрешением, впервые выполнен анализ всплесков квазипараллельных свистовых волн во время продолжительной диполизации связанной с приходом и торможением быстрого потока в ближнем геомагнитном хвосте ( $X_{GSM} \sim -17R_E$ ). Установлено, что:

- множественные всплески узкополосных квазипараллельных свистовых волн наблюдались за передним фронтом диполизации, на фазе возрастания  $B_z$  компоненты магнитного поля;
- длительности волновых всплесков изменялись в пределах от 1 до 15 с, характерные частоты наблюдаемых волн лежали в пределах от  $\sim 10$  до 100 Гц, что составляет  $(0.1\text{--}0.8)f_c$ ;
- частота, соответствующая максимальному значению линейного инкремента квазипараллельных свистовых волн, близка по величине к наблюдаемой частоте максимума спектральной интенсивности волны, что указывает на возможную близость спутника к источнику генерации волн;
- наибольший положительный вклад в инкремент свистовых волн дают электроны с питч-углами  $125^\circ\text{--}135^\circ$  и энергиями  $\sim 3\text{--}12$  кэВ.

Данные результаты хорошо согласуются с наблюдаемыми во время всплесков свистовых волн усилениями потока электронов с питч-углами близкими к  $90^\circ$  в диапазоне энергий  $\sim 1\text{--}10$  кэВ. Эти наблюдения показывают, что перпендикулярная анизотропия электронных функций распределения, наблюдаемая в тепловом и надтепловом диапазоне энергий во время диполизации, может быть ответственной за генерацию квазипараллельных свистовых волн. Впрочем, в вычисляемый нами инкремент свистовых волн вносят вклад все неравновесности, имеющиеся в реальной функции распределения.

## ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа А.Ю. Малыхина подержана грантом РФФИ № 19–32–90009.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Angelopoulos V., Baumjohann W., Kennel C.F. et al. Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 4027–4039. <https://doi.org/10.1029/91JA02701>
2. Nakamura R., Baumjohann W., Klecker B. et al. Motion of the dipolarization front during a flow burst event observed by Cluster // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29. № 20. P. 1942. <https://doi.org/10.1029/2002GL015763>

3. *Runov A., Angelopoulos V., Sitnov M.I. et al.* THEMIS observations of an earthward-propagating dipolarization front // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. P. L14106. <https://doi.org/10.1029/2009GL038980>
4. *Shiokawa K., Baumjohann W., Haerendel G.* Braking of high-speed flows in the near-Earth tail // *Geophys. Res. Lett.* 1997. V. 24. № 10. P. 1179–1182.
5. *Nakamura R., Retinò A., Baumjohann W. et al.* Evolution of dipolarization in the near-Earth current sheet induced by Earthward rapid flux transport // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 1743. <https://doi.org/10.5194/angeo-27-1743-2009>
6. *Grigorenko E.E., Kronberg E.A., Daly P.W. et al.* Origin of low proton-to-electron temperature ratio in the Earth's plasma sheet // *J. Geophys. Res., Space Physics.* 2016. V. 121. P. 9985–10004. <https://doi.org/10.1002/2016JA022874>
7. *Grigorenko E.E., Dubyagin S., Malykhin A.Yu. et al.* Intense current structures observed at electron kinetic scales in the near-Earth magnetotail during dipolarization and substorm current wedge formation // *Geophys. Res. Lett.* 2018. V. 45. № 2. P. 602–611. <https://doi.org/10.1002/2017GL076303>
8. *Fu H.S., Khotyaintsev Y.V., André M., Vaivads A.* Fermi and betatron acceleration of suprathermal electrons behind dipolarization fronts // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. P. L16104. <https://doi.org/10.1029/2011GL048528>.
9. *Fu H.S., Cao J.B., Khotyaintsev Yu.V. et al.* Dipolarization fronts as a consequence of transient reconnection: In situ evidence // *Geophys. Res. Lett.* 2013. V. 40. P. 6023–6027. <https://doi.org/10.1002/2013GL058620>
10. *Григоренко Е.Е., Кронберг Е.А., Дали П.* Нагрев и ускорение заряженных частиц во время магнитных диполизаций // *Космич. исслед.* 2017. Т. 55. № 1. С. 59–68.
11. *Malykhin A.Yu., Grigorenko E.E., Kronberg E.A. et al.* Contrasting dynamics of electrons and protons in the near-Earth plasma sheet during dipolarizations // *Annales Geophysicae.* 2018. V. 36. P. 741–760. <https://doi.org/10.5194/angeo-36-741-2018>
12. *Malykhin A.Yu., Grigorenko E.E., Kronberg E.A. et al.* Acceleration of protons and heavy ions to suprathermal energies during dipolarizations in the near-Earth magnetotail // *Annales Geophysicae.* 2019. V. 37. P. 549–559. <https://doi.org/10.5194/angeo-37-549-2019>
13. *Малыхин А.Ю., Григоренко Е.Е., Кронберг Е.А., Дали П.В.* Влияние бетатронного механизма на динамику потоков сверхтепловых электронов во время диполизаций в геомагнитном хвосте // *Геомагнетизм и Аэронавигация.* 2018. Т. 58. № 6. С. 1–9. <https://doi.org/10.1134/S0016794018060093>
14. *Lui A.T.Y.* Potential plasma instabilities for substorm expansion onsets // *Space Sci. Rev.* V. 113. № 1. P. 127–206. <https://doi.org/10.1023/B:SPAC.0000042942.00362.4e>
15. *Grigorenko E.E., Sauvaud J.-A., Palin L. et al.* THEMIS observations of the Current Sheet dynamics in response to the intrusion of the high-velocity plasma flow into the near-Earth magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 6553–6568. <https://doi.org/10.1002/2013JA019729>
16. *Ergun R.E., Goodrich K.A., Stawarz J.E. et al.* Large-amplitude electric fields associated with bursty bulk flow braking in the Earth's plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 120. P. 1832–1844. <https://doi.org/10.1002/2014JA020165>
17. *Zhou M., Ashour-Abdalla M., Deng X. et al.* THEMIS observation of multiple dipolarization fronts and associated wave characteristics in the near-Earth magnetotail // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. P. L20107. <https://doi.org/10.1029/2009GL040663>
18. *Deng X., Ashour-Abdalla M., Zhou M. et al.* Wave and particle characteristics of earthward injections associated with dipolarization fronts // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. A09225. <https://doi.org/10.1029/2009JA015107>
19. *Khotyaintsev Yu.V., Cully C.M., Vaivads A., André M.* Plasma Jet Braking: Energy Dissipation and Nonadiabatic Electrons // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.165001>
20. *Viberg H., Khotyaintsev Yu.V., Vaivads A. et al.* Whistler mode waves at magnetotail dipolarization fronts // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 2605–2611. <https://doi.org/10.1002/2014JA019892>
21. *Fu H.S., Cao J.B., Cully C.M. et al.* Whistler-mode waves inside flux pileup region: Structured or unstructured? // *J. Geophys. Res. Space Physics.* 2014. V. 119. P. 9089–9100. <https://doi.org/10.1002/2014JA020204>
22. *Zhang X., Angelopoulos V.* On the relationship of electrostatic cyclotron harmonic emissions with electron injections and dipolarization fronts // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 2536–2549. <https://doi.org/10.1002/2013JA019540>
23. *Le Contel O., Roux A., Jacquy C. et al.* Quasi-parallel whistler mode waves observed by THEMIS during near-Earth dipolarizations // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 2259–2275. <https://doi.org/10.5194/angeo-27-2259-2009>
24. *Breillard H., Le Contel O., Retino A. et al.* Multispacecraft analysis of dipolarization fronts and associated whistler wave emissions using MMS data // *Geophys. Res. Lett.* 2016. V. 43. P. 7279–7286. <https://doi.org/10.1002/2016GL069188>
25. *Burch J.L., Moore T.E., Torbert R.B., Giles B.L.* Magnetospheric multiscale overview and science objectives // *Space Sci. Rev.* 2015. V. 199. P. 5–21. <https://doi.org/10.1007/s11214-015-0164-9>
26. *Torbert R.B., Russell C.T., Magnes W. et al.* The FIELDs Instrument Suite on MMS: Scientific Objectives, Measurements, and Data Products // *Space Sci. Rev.* 2016. V. 199. P. 105–135. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0109-8>

27. *Pollock C., Moore T., Jacques A. et al.* Fast Plasma Investigation for Magnetospheric Multiscale // *Space Sci Rev.* 2016. V. 199. P. 331–406.  
<https://doi.org/10.1007/s11214-016-0245-4>
28. *Panov E.V., Nakamura R., Baumjohann W. et al.* Multiple overshoot and rebound of a bursty bulk flow // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. P. L08103.  
<https://doi.org/10.1029/2009GL041971>
29. *Сагдеев Р.З., Шафранов В.Д.* О неустойчивости плазмы с анизотропным распределением скоростей в магнитном поле // *ЖЭТФ.* 1960. Т. 39. № 1. С. 181–184.
30. *Беспалов П.А.* Модуляция интенсивности ОНЧ шумов гидромагнитными колебаниями // *Геомагнетизм и Аэрономия.* 1977. Т. 17. С. 66–72.
31. *Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М.Дж.* Свистовые и альфвеновские циклотронные мазеры в космосе. М.: Физматлит, 2011.
32. *Cornilleau-Wehrlin N., Solomon J., Korth A., Kremser G.* Experimental study of the relationship between energetic electrons and ELF waves observed on board GEOS: a support to quasi-linear theory // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90. P. 4141–4154.
33. *Шкляр Д.Р., Титова Е.Е., Маннинен Ю., Романцова Т.В.* Инкременты свистовых волн в магнитосфере по измерениям потоков энергичных электронов на спутнике Van Allen Probe A // *Геомагнетизм и Аэрономия.* 2020. Т. 60. № 1. С. 49–60.
34. *Huang S.Y., Zhou M., Deng X.H. et al.* Kinetic structure and wave properties associated with sharp dipolarization front observed by Cluster // *Ann. Geophys.* 2012. V. 30. P. 97–107.  
<https://doi.org/10.5194/angeo-30-97-2012>

УДК 550.383

## ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ СВИСТОВЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН, ПАДАЮЩИХ НА ИОНОСФЕРУ СВЕРХУ, В ДНЕВНЫХ И НОЧНЫХ УСЛОВИЯХ

© 2021 г. В. Г. Мизонова<sup>1, 2, \*</sup>, П. А. Беспалов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, г. Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup>Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

\*vermiz@mail.ru

Поступила в редакцию 11.03.2020 г.

После доработки 22.05.2020 г.

Принята к публикации 29.05.2020 г.

Получено численное решение волновых уравнений для свистовых электромагнитных волн, падающих на ионосферу сверху. Для расчетов использованы матричный алгоритм приближенного решения волновых уравнений в плоскостной плавно неоднородной среде и метод коллокаций решения граничной задачи. Получены и проанализированы зависимости коэффициентов отражения  $R$  от частоты и угла падения волны для различных времен года и времени суток. В ночных условиях для волн с частотами от 1 до 10 кГц значения  $R$  изменяются в пределах от 0.1 до 0.7. В дневных условиях значения  $R$  в среднем на два порядка ниже и не превышают величины 0.04. Наименьшие значения коэффициента отражения связаны с волнами, отражение которых происходит в области сильного затухания на высотах 80–110 км. Полученные результаты объясняют особенности условий возбуждения плазменного магнитосферного мазера.

DOI: 10.31857/S0023420621010076

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучению вопросов распространения в магнитосфере электромагнитных волн свистового диапазона посвящено большое количество работ [1–9]. Одной из важных и вместе с тем сложных остается задача о расчете волновых полей от земной поверхности до высот в несколько сотен километров. Основная трудность численного нахождения волновых полей связана с проблемой расходимости решений из-за больших декрементов затухания нераспространяющихся волновых мод [4, 10, 11]. Частично эта проблема решена в работе [12] с использованием идеи о рекуррентном вычислении коэффициентов отражения в плоскостных средах, в статье [13] для малых углов падения волны на границу ионосферы. В данной работе рассматривается задача о численном нахождении поля низкочастотных волн, падающих на ионосферу сверху. Для вычислений применяются два метода — метод коллокаций решения граничной задачи в нижних слоях резко неоднородной ионосферы [14] и матричный алгоритм приближенного решения волновых уравнений [15] в верхней части плавно неоднородной ионосферы. Комбинация двух методов позволяет учесть

реальные высотные зависимости ионосферных параметров и избежать проблемы расходимости решений на больших высотах [11].

Результаты расчетов используются для анализа частотных и угловых зависимостей коэффициента отражения по энергии свистовых волн, падающих на ионосферу сверху, для различных времен года и времени суток. В качестве верхней границы области решения используется значение 750 км. С одной стороны, это типичная высота многих спутниковых магнитосферных измерений. Например, на спутнике *DEMETER* были получены обширные, в том числе и тесно связанные с тематикой данной статьи результаты [16] об ОНЧ-излучениях на высоте порядка 700 км. С другой стороны, использование указанной высоты позволяет отработать алгоритмы и выявить важные электродинамические закономерности в приближении постоянного магнитного поля.

Изучение волновых полей и анализ зависимостей коэффициента отражения от частоты и угла падения важно для объяснения экспериментальных данных о прохождении естественных магнитосферных электромагнитных ОНЧ-излучений через

ионосферу и для объяснения условий возбуждения плазменного магнитосферного мазера [17].

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть свистовая волна с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$  падает на границу  $z = z_2$  сверху. Предположим, что выше этой границы ( $z > z_2$ ) плазма однородна, ниже ( $z < z_2$ ) плазменные параметры изменяются вдоль вертикальной оси  $z$ , координата  $z = 0$  соответствует поверхности Земли, магнитное поле  $\mathbf{B}$  лежит в плоскости  $yz$  и составляет с осью  $z$  угол  $\vartheta$ . В указанных условиях плоскостной ионосферу можно рассматривать как анизотропную среду с тензором диэлектрической проницаемости [18]

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon & -ig \cos \vartheta & ig \sin \vartheta \\ ig \cos \vartheta & \epsilon \cos^2 \vartheta + \eta \sin^2 \vartheta & (\eta - \epsilon) \sin \vartheta \cos \vartheta \\ -ig \sin \vartheta & (\eta - \epsilon) \sin \vartheta \cos \vartheta & \epsilon \sin^2 \vartheta + \eta \cos^2 \vartheta \end{pmatrix}, \quad (1)$$

в котором функции  $\epsilon(\omega, z)$ ,  $g(\omega, z)$ ,  $\eta(\omega, z)$  известны.

Подставляя электрическое и магнитное поле волны  $\mathbf{E}(z) \exp i(\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - \omega t)$ ,  $\mathbf{B}(z) \exp i(\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - \omega t)$  в уравнения Максвелла, получаем систему уравнений, которую запишем в матричном виде

$$\frac{d\mathbf{F}}{dz} = \hat{M}\mathbf{F}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ B_x \\ B_y \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь

$$\hat{M} = \frac{i\omega}{c} \begin{pmatrix} n_x \frac{ig \sin \vartheta}{\epsilon_{zz}} & -n_x \frac{(\eta - \epsilon) \sin 2\vartheta}{2\epsilon_{zz}} & \frac{n_x n_y}{\epsilon_{zz}} & 1 - \frac{n_x^2}{\epsilon_{zz}} \\ n_y \frac{ig \sin \vartheta}{\epsilon_{zz}} & -n_y \frac{(\eta - \epsilon) \sin 2\vartheta}{2\epsilon_{zz}} & \frac{n_y^2}{\epsilon_{zz}} - 1 & -\frac{n_x n_y}{\epsilon_{zz}} \\ -n_x n_y - \frac{ig \eta \cos \vartheta}{\epsilon_{zz}} & n_x^2 - \frac{\epsilon \eta}{\epsilon_{zz}} & -n_y \frac{(\eta - \epsilon) \sin 2\vartheta}{2\epsilon_{zz}} & n_x \frac{(\eta - \epsilon) \sin 2\vartheta}{2\epsilon_{zz}} \\ -n_y^2 + \epsilon - \frac{g^2 \sin^2 \vartheta}{\epsilon_{zz}} & n_x n_y - \frac{ig \eta \cos \vartheta}{\epsilon_{zz}} & n_y \frac{ig \sin \vartheta}{\epsilon_{zz}} & -n_x \frac{ig \sin \vartheta}{\epsilon_{zz}} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $\epsilon_{zz} = \epsilon \sin^2 \vartheta + \eta \cos^2 \vartheta$ ,  $n_{x,y} = k_{x,y} c / \omega$ . Ниже мы используем систему уравнений (2) для численного нахождения поля волны и коэффициента отражения по энергии падающей сверху волны.

## 3. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

Схема, поясняющая постановку задачи, изображена на рис. 1. Области решения задачи соответствуют значения вертикальной координаты  $0 < z < z_2$ . Оттенки серого цвета соответствуют типичному профилю нормированной на максимальное значение электронной концентрации в ночных условиях. Учтем, что на высотах порядка 100–200 км и выше для рассматриваемых волновых возмущений плазма является плавно неоднородной. Разделим всю область решения на две части  $0 < z < z_1$  и  $z_1 < z < z_2$ . Границу  $z = z_1$  выберем таким образом, чтобы выше нее масштаб плазменной неоднородности существенной превышал значения  $1/|k_{zj}|$ ,  $j = 1-4$ , где  $k_{zj}$  – корни дисперсионного соотношения. В этом случае для нахождения поля выше границы  $z = z_1$  можно использовать матричный алгоритм приближен-

ного решения волновых уравнений [15]. Представим решение уравнений (2)–(3) в виде

$$\mathbf{F} = \sum_{j=1}^4 \mathbf{P}_j(z) A_j \exp \left( \int_{z_1}^z i\chi_j(z') dz' \right), \quad \mathbf{P}_j = \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \\ b_x \\ b_y \end{pmatrix}_j, \quad (4)$$

где вектора  $\mathbf{P}_j$  характеризуют локальную поляризацию волновых возмущений, а постоянные  $A_j$  определяются граничными условиями.

Суть алгоритма заключается в последовательном нахождении в интересующей нас области высот величин  $i\chi_j$  – “скорректированных” с учетом неоднородности плазмы корней дисперсионного соотношения, и соответствующих им “скорректированных” векторов поляризаций  $\mathbf{P}_j$ . Отметим, что точность используемого нами первого приближения матричного алгоритма аналогична точности уравнений геометрической оптики. Таким образом, поле в верхней области  $z_1 < z < z_2$  равно

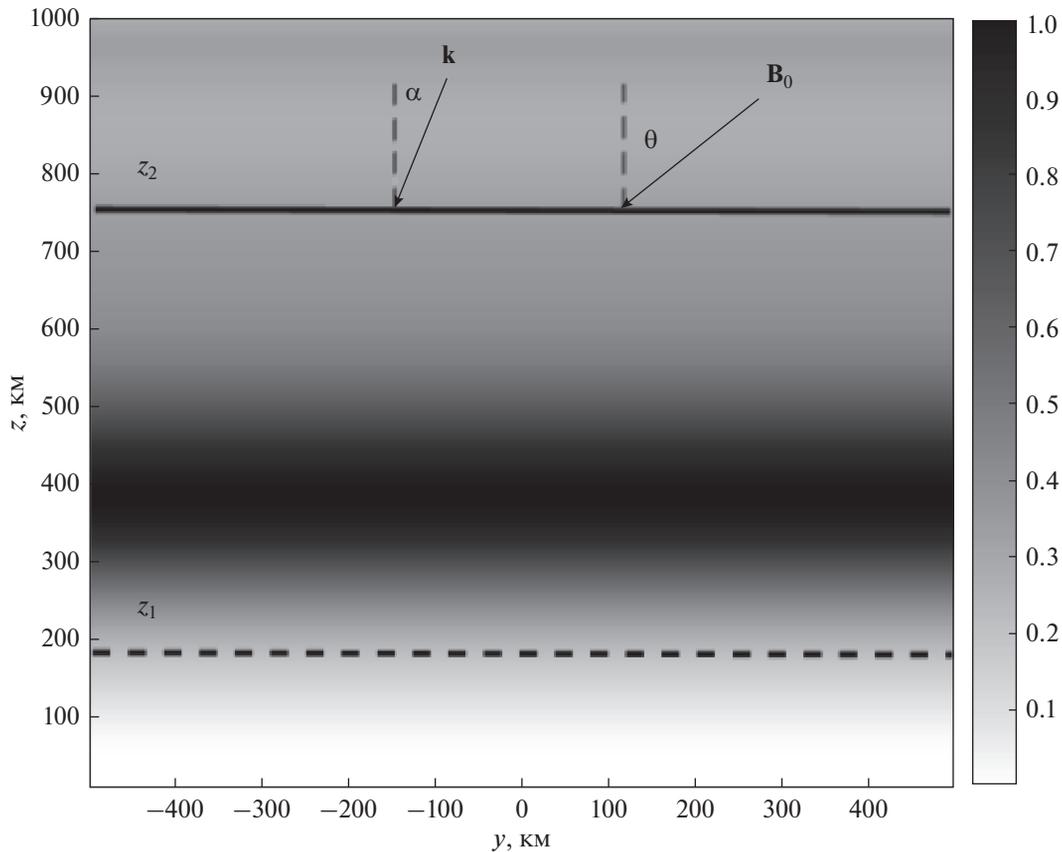


Рис. 1. Схема, поясняющая постановку задачи.

$$\begin{aligned}
 \mathbf{F} = & A_1 \mathbf{P}_1(z) \exp \left( \int_{z_1}^z i \chi_1(z') dz' \right) + \\
 & + A_2 \mathbf{P}_2(z) \exp \left( \int_{z_1}^z i \chi_2(z') dz' \right).
 \end{aligned} \quad (5)$$

В выражении (5) индексы 1 и 2 соответствуют падающей и отраженной волнам, вклад нераспространяющихся мод не учитывался, коэффициент  $A_1 = 1$ .

Ниже границы  $z = z_1$  плазменные параметры изменяются достаточно резко, усиливается затухание волны, связанное с взаимодействием заряженных и нейтральных частиц, происходит трансформация свистовой моды в вакуумную электромагнитную. Асимптотические методы в этом случае неэффективны. Для нахождения поля волны на высотах  $0 \leq z \leq z_1$  мы используем метод коллокаций решения граничной задачи с помощью MATLAB программы, подобной bvp4c [14]. Программа начинает решение в соответствии с граничными условиями, а затем уменьшает длину шага, чтобы добиться установленной точности решения. Использование такого алгоритма дает возможность получить устойчивое решение пол-

ной системы волновых уравнений с граничными условиями

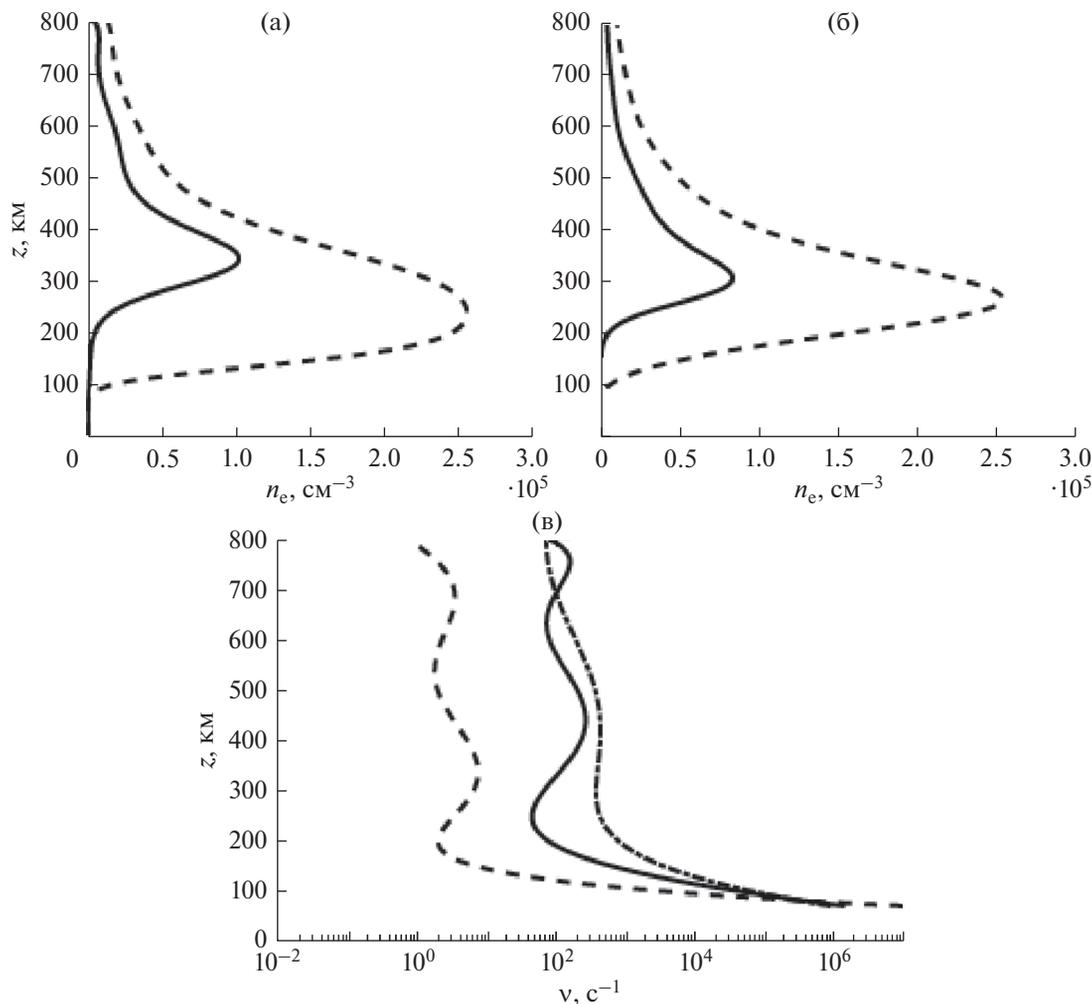
$$\begin{aligned}
 E_x(z=0) = 0, \quad E_y(z=0) = 0, \\
 A_1 = 1, \quad A_3 = 0.
 \end{aligned} \quad (6)$$

Первые два условия соответствуют модели идеально проводящей земной поверхности  $z = 0$ , третье определяет амплитуду падающей волны, четвертое исключает экспоненциально нарастающее вверх решение. При  $z = z_1$  решения, полученные с использованием матричного алгоритма и метода коллокаций, сшиваются.

Решая численно систему (2) с граничными условиями (6), мы находим координатную зависимость поля волны, а также коэффициент  $A_2$  в формуле (5). Решение граничной задачи во всей области  $0 \leq z \leq z_2$  позволяет получить высотные распределения электрического и магнитного полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ , а также интересующий нас коэффициент отражения по энергии от границы  $z = z_2$

$$R = |S_i|/|S_r|, \quad (7)$$

где  $S_i$  и  $S_r$  – вертикальные проекции вектора Пойнтинга падающей на границу  $z = z_2$  сверху и отраженной от этой границы волн соответственно.



**Рис. 2.** Высотные профили плазменной концентрации, соответствующие (а) осеннему 4.IX.2019 г. и (б) зимнему 1.I.2019 г. сезонам, в ночных условиях – сплошной линией, в дневных условиях – пунктирной линией. Частоты столкновений электронов (сплошной линией в ночных и коротким пунктиром в дневных условиях) и ионов (пунктирной линией) с нейтральными частицами (в).

#### 4. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для численных расчетов были использованы данные модели IRI [19] для географических координат  $68^\circ$  с.ш. и  $25^\circ$  в.д. ([https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016\\_vitmo.php](https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php)). Высотные профили плазменной концентрации представлены на рис. 2а (осень, 4.IX.2019) и рис. 2б (зима, 1.I.2019). Пунктирной линией изображены зависимости концентрации в дневных условиях (12.30 по местному времени), сплошной линией – в ночных условиях (00.30 по местному времени). Зависимости частот столкновений электронов (коротким пунктиром в дневных и сплошной линией в ночных условиях) и ионов (пунктирной линией) с нейтральными частицами представлены на рис. 2в.

Примеры частотных зависимостей коэффициента отражения при различных углах падения, отвечающих соответствующим значениям попереч-

ных компонент волнового вектора, представлены на рис. 3. Верхняя граница области расчета  $z_2$  соответствует высоте 750 км. Граница  $z_1$  области применения матричного алгоритма составляет от 145 км (для малых углов падения) до 210 км (для больших углов падения). На рис. 4 представлены зависимости коэффициента отражения по энергии от угла падения  $\alpha_y$  ( $\text{tg } \alpha_y = k_y/k_z(z = z_2)$ ) для волн с частотой  $f = 1.5$  кГц, соответствующие условиям ночной (а) и дневной (б) ионосферы 4.IX.2019. Пунктирной линией схематично изображена реальная часть вертикальной проекции волнового вектора вблизи земной поверхности

$k_{0z} = \sqrt{(\omega/c)^2 - k_{\perp}^2}$ . На рис. 5 представлены примеры зависимостей электрического поля (сплошной линией) и магнитного поля (пунктирной линией) от высоты. Значения полей нормированы на величину амплитудного значения напряжен-

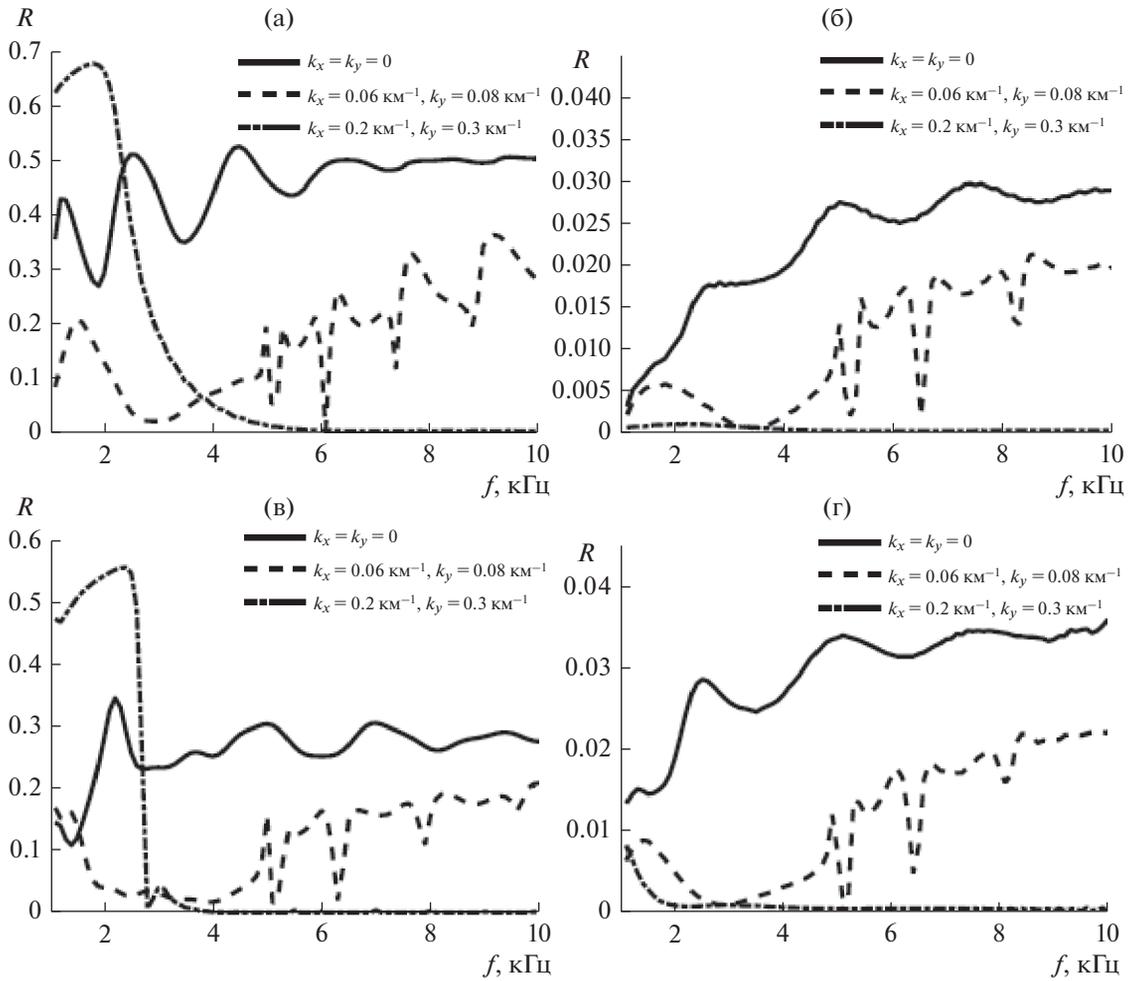


Рис. 3. Зависимости коэффициента отражения по энергии от частоты при различных значениях поперечных проекций волнового вектора: (а) ночь, 4.IX.2019, (б) день 4.IX.2019, (в) ночь, 1.I.2019, (г) день 1.I.2019.

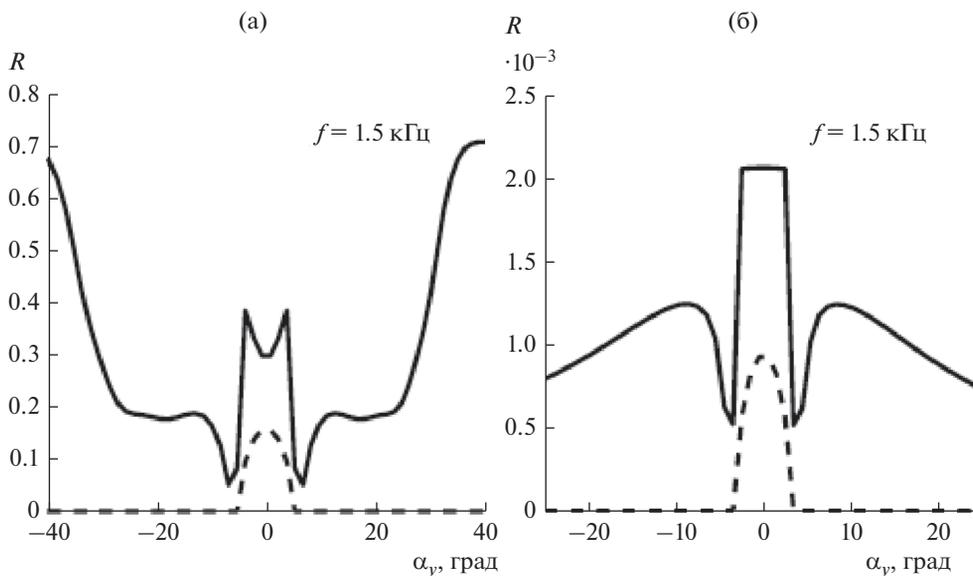
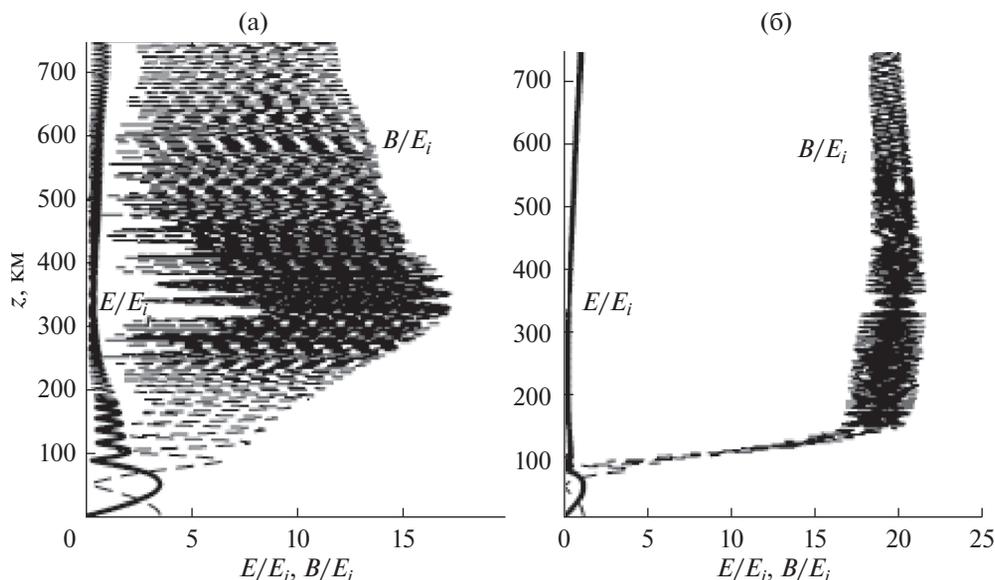


Рис. 4. Зависимости коэффициента отражения по энергии от угла падения: (а) ночь, 4.IX.2019, (б) день 4.IX.2019. Пунктирной линией показано схематично  $k_{0z} = \sqrt{(\omega/c)^2 - k_{\perp}^2}$ .



**Рис. 5.** Поперечная электрическая (сплошной линией) и магнитная (пунктирной линией) компоненты поля волны с частотой 1.5 кГц, на высотах от 0 до 750 км в ночных (а) и дневных (б) условиях. Зависимости соответствуют нормально падающей волне

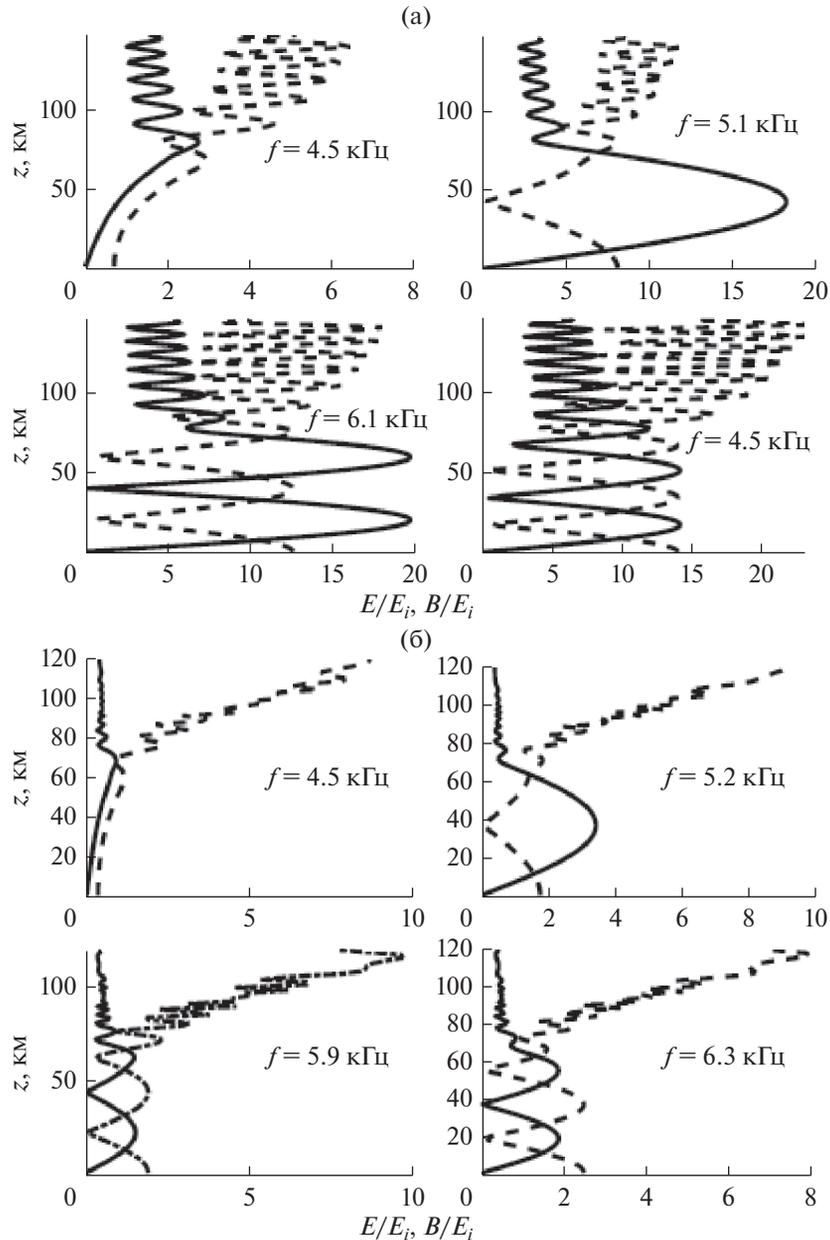
ности электрического поля на высоте 750 км, которая обычно измеряется на спутниках. Рис. 5а получен для ночных условий, рис. 5б для дневных условий в осенний период (4.IX.2019), частота волны равна  $f = 1.5$  кГц и поперечная компонента волнового вектора равна нулю (нормальное падение). На рис. 6а (для ночных условий) и 6б (для дневных условий) изображены примеры зависимостей поперечного электрического (сплошной линией) и магнитного (пунктирной линией) полей в нижней части ионосферы для различных частот.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Величина коэффициента отражения по энергии для свистовых волн, падающих на ионосферу сверху, существенно зависит от времени суток. В ночных условиях нижняя граница ионосферы достаточно резкая, при нормальном падении волны в рассматриваемом частотном диапазоне и для рассматриваемых высотных профилей плазменной концентрации величина  $R$  лежит в пределах приблизительно от 0.3 до 0.6 для осенней ионосферы и от 0.1 до 0.3 для зимней ионосферы. Днем нижняя граница более плавная, значения  $R$  при этом на порядок ниже и не превышают 0.04. Величина  $R$  достаточно чувствительна к выбору параметров падающей волны. При сравнительно малых значениях поперечного волнового вектора  $k_x = 0.06 \text{ км}^{-1}$ ,  $k_y = 0.08 \text{ км}^{-1}$  (при этом углы падения для волн с частотами от 1 до 10 кГц изменяются приблизительно от  $21^\circ$  до  $5^\circ$  в ночных и от

$18^\circ$  до  $3^\circ$  в дневных условиях) с увеличением частоты коэффициент отражения в среднем растет. Действительно, характерная высота, на которой происходит трансформация свистовой моды в вакуумную электромагнитную, может быть оценена из условия  $\omega_{pe}^2 \approx \omega \nu_e$  и увеличивается с ростом частоты волн. При этом меньше проявляется затухание волн в нижних слоях ионосферы. В дневных условиях эта особенность выражена сильнее (см. рис. 3).

При более высоких значениях поперечного волнового вектора  $k_x = 0.06 \text{ км}^{-1}$ ,  $k_y = 0.08 \text{ км}^{-1}$  (при этом углы падения для волн с частотами от 1 до 10 кГц изменяются приблизительно от  $75^\circ$  до  $17^\circ$  в ночных и от  $50^\circ$  до  $11^\circ$  в дневных условиях) в случае малых частот отражение в основном происходит выше области сильного затухания. Коэффициент отражения в этом случае может иметь достаточно высокие значения (см. рис. 3–4). С ростом частоты коэффициент отражения сначала уменьшается (волны могут достигать области сильного поглощения на 80–110 км, но не доходят до земной поверхности), затем растет (волны достигают земной поверхности). Например, при значениях поперечного волнового вектора  $k_x = 0.06 \text{ км}^{-1}$ ,  $k_y = 0.08 \text{ км}^{-1}$  минимальная частота, при которой волны могут достигать земной поверхности, равна примерно 5 кГц (см. рис. 3). При некоторых значениях частот, превышающих это минимальное значение, функция  $R(f)$  и в ночных, и в дневных условиях имеет ярко выраженные минимумы



**Рис. 6.** Поперечная электрическая (сплошной линией) и магнитная (пунктирной линией) компоненты поля волны с поперечными компонентами волнового вектора  $k_x = 0.06 \text{ км}^{-1}$ ,  $k_y = 0.08 \text{ км}^{-1}$  на высотах от 0 до 150 км в ночных (а) и дневных (б) условиях.

(рис. 3). Например, для ночной ионосферы в осенний период (рис. 3а), минимумы соответствуют частотам  $f = 5.1, 6.1, 7.4$  и  $8.8$  кГц. При этом “горизонтальная” длина волны равна  $\lambda_z = 167, 106, 59$  и  $43$  км. Эти минимумы можно объяснить явлением резонанса в волноводе Земля-ионосфера [13, 20]. При отмеченных значениях в волноводе “укладывается” целое число полуволн. На рис. 6а изображены высотные профили электрического и магнитного полей в нижней части ионосферы, соответствующие

“резонансным”  $f = 5.1, 6.1$  кГц и “не резонансным”  $f = 4.5, 6.5$  кГц условиям. Для дневной ионосферы (рис. 3б), минимумы соответствуют частотам  $f = 5.2, 6.3$  и  $8.3$  кГц и “горизонтальной” длине волны  $\lambda_z = 162, 102$  и  $48$  км, высотные профили полей, соответствующие “резонансным” и “не резонансным” условиям, изображены на рис. 6б. При больших углах падения (случай  $k_x = 0.2 \text{ км}^{-1}$ ,  $k_y = 0.3 \text{ км}^{-1}$  рис. 3) волны не достигают земной поверхности.

Зависимости коэффициента отражения от угла падения для волны с частотой  $f = 1.5$  кГц представлены на рис. 5. На этих же рисунках пунктиром схематично отмечена реальная часть  $k_{0z} = \sqrt{(\omega/c)^2 - k_{\perp}^2}$ . Как видно из полученных результатов, слабее всего отражаются волны, не достигающие до земной поверхности, отражение которых имеет место в основном в области сильного затухания, т.е. на высотах порядка 80–110 км.

Полученные результаты о величине коэффициента отражения свистовых волн от ионосферы сверху объясняют типичный экспериментально наблюдаемый суточный ход режимов работы плазменного магнитосферного мазера. Например, если величина  $|\ln R|$  сравнительно невелика  $|\ln R| \leq 3$  (или  $R \geq 0.05$ ), то колебательные режимы циклотронной неустойчивости не реализуются. Колебательные режимы отвечают условию  $|\ln R| \geq 3$  (или  $R \leq 0.05$ ), когда волны и частицы в магнитосферном мазере сравнительно слабо связаны [17]. Поэтому колебательные режимы и свистовые излучения QP-1, QP-2 типичны не для ночной, а для дневной магнитосферы.

Для реального распределения заряженной и нейтральной компонент плазмы обосновано, что колебательные режимы реализуются в утреннем и предполуденном секторах субавроральной магнитосферы и не типичны в ночном секторе, а в вечернем секторе условия самовозбуждения обычно вообще не выполняются.

Реальные условия возбуждения квазипериодических ОНЧ излучений в магнитосфере имеют много нюансов, в изучении которых важную роль играет тщательный анализ экспериментальных данных. Пример пространственной распространности излучений в апреле был рассмотрен по данным нескольких космических аппаратов в статье [21]. Квазипериодические излучения наблюдались в течение 5 дневных часов в довольно широкой области пространства внутри плазмосферы в диапазоне магнитных оболочек  $L = 1.5$ – $5.5$ . Это хорошо согласуется с полученными нами в данной работе результатами для осенних условий.

Геофизическая обстановка становится более сложной для времени года, близкого к солнцестоянию, когда одна из магнитосопряженных областей ионосферы освещена солнцем, а вторая нет. При солнцестоянии в геомагнитной ловушке условия могут быть близки к дневным в плане добротности магнитосферного резонатора, а выход на земную поверхность такой же хороший, как ночью. В статье [22] показано, что с учетом отмеченных обстоятельств можно объяснить условия возбуждения квазипериодических излучений с большими периодами повторения ночью в почти спокойных геомагнитных условиях.

Интересные экспериментальные результаты о квазипериодических излучениях, зарегистрированных ночью в январе, приведены в статье [23]. В этой работе были подтверждены фундаментальные выводы [24] о природе не связанных с геомагнитными пульсациями квазипериодических ОНЧ излучений, обусловленных модуляцией анизотропии функции распределения, происходящей в такт с модуляцией интенсивности электромагнитных излучений.

## ВЫВОДЫ

Рассмотрена задача о наклонном падении свистовой волны на ионосферу сверху. Для модели плоскослоистой среды получено численное решение волновых уравнений. Для нижней части ионосферы был использован метод коллокаций решения граничной задачи. Для верхней области был использован матричный алгоритм приближенного решения волновых уравнений в плоскослоистой магнитоактивной плазме. Граница “сшивки” решений выбиралась таким образом, чтобы выше нее выполнялись условия плавно неоднородной плазмы, и составила от 145 до 205 км. Комбинация двух указанных методов позволила учесть реальные высотные зависимости плазменных параметров и избежать проблемы расходимости решений на больших высотах, связанной с высокими декрементами нераспространяющихся мод.

Результаты расчетов использованы для определения коэффициента отражения  $R$  от ионосферы сверху по энергии свистовых волн. Проанализированы зависимости коэффициентов отражения от частоты и угла падения волны для различных времени суток и времен года. В ночных условиях для волн с частотами от 1 до 10 кГц значения  $R$  обычно лежат в пределах от 0.1 до 0.7. В дневных условиях значения  $R$  в среднем на один-два порядка ниже и не превышают величины 0.04. Значения коэффициентов отражения могут существенно зависеть от угла падения волны. Наименьшие значения коэффициента отражения отвечают волнам, отражение которых происходит в области сильного затухания на высотах от 80 до 110 км. Полученные результаты важны для уточнения условий самовозбуждения и определения режима работы плазменного магнитосферного мазера. Установленные результаты объясняют отсутствие колебательных режимов в ночном секторе, а также возможность реализации колебательных режимов и квазипериодических свистовых-излучений QP-1, QP-2 в утреннем и предполуденном секторах субавроральной магнитосферы.

Исследование В.Г. Мизоновой и П.А. Беспалова (разделы 3–5) выполнено за счет Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-02-00206А). Исследование П.А. Беспалова (разделы 1, 2 и 6) выполнено за счет гранта Россий-

ского научного фонда (проект № 20-12-00268). Численные расчеты выполнены в рамках Государственного задания № 0035-2019-0002.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wait J.R.* Electromagnetic Waves in Stratified Media. Pergamon, New York, 1970.
2. *Bossy L.* Wave propagation in stratified anisotropic media // *J. Geophys.* 1979. V. 46. P. 1–14.
3. *Nygrén T.* A simple method for obtaining reflection and transmission coefficients and fields for an electromagnetic wave in a horizontally stratified ionosphere // *Planet Space Sci.* 1981. V. 29. № 5. P. 521–528. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(81\)90066-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(81)90066-0)
4. *Budden K.G.* The Propagation of Radio Waves: The Theory of Radio Waves of Low Power in the Ionosphere and Magnetosphere. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1985.
5. *Yagitani S., Nagano I., Miyamura K., Kimura I.* Full wave calculation of ELF/VLF propagation from a dipole source located in the lower ionosphere // *Radio Sci.* 1994. V. 29. № 1. P. 39–54. <https://doi.org/10.1029/93RS01728>
6. *Nagano I., Miyamura K., Yagitani S. et al.* Full wave calculation method of VLF wave radiated from a dipole antenna in the ionosphere – analysis of joint experiment by HIPAS and Akebono satellite // *Electr. Commun. Jpn. Commun.* 1994. V. 77. № 11. P. 59–71. <https://doi.org/10.1002/ecja.4410771106>
7. *Bespalov P.A., Mizonova V.G.* Reflection coefficient of whistler mode waves normally incident on the ionosphere // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2004. V. 44. № 1. P. 49–53.
8. *Беспалов П.А., Мизонова В.Г.* Особенности распространения падающих на ночную ионосферу сверху электромагнитных волн свистового диапазона // *Космич. исслед.* 2018. Т. 56. № 1. С. 33.
9. *Shklyar D.R., Kuzichev I.V.* Full-wave description of the lower hybrid reflection of whistler waves // *Plasma Physics Reports.* 2013. V. 39. № 10. P. 795–808.
10. *Nygrén T.* A method of full wave analysis with improved stability // *Planet. Space Sci.* 1982. V. 30. № 4. P. 427–430. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(82\)90048-4](https://doi.org/10.1016/0032-0633(82)90048-4)
11. *Bespalov P.A., Mizonova V.G., Savina O.N.* Reflection from and transmission through the ionosphere of VLF electromagnetic waves incident from the mid-latitude magnetosphere // *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* 2018. V. 175. P. 40. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.04.018>
12. *Lehtinen N.G., Inan U.S.* Radiation of ELF/VLF waves by harmonically varying currents into a stratified ionosphere with application to radiation by a modulated electrojet // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. A06301. <https://doi.org/10.1029/2007JA012911>
13. *Kuzichev I.V., Shklyar D.R.* On full-wave solution for VLF waves in the near-Earth space // *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* 2010. V. 72. P. 1044. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2010.06.008>
14. *Kierzenka J., Shampine L.F.* A BVP Solver based on Residual Control and the MATLAB PSE // *ACM TOMS.* 2001. V. 27. № 3. P. 299–316.
15. *Mizonova V.G.* Matrix Algorithm of Approximate Solution of Wave Equations in Inhomogeneous Magnetoactive Plasma // *Plasma Physics Reports.* 2019. V. 45. № 8. P. 777–785. <https://doi.org/10.1134/S1063780X19070080>
16. *Manninen J., Kleimenova N.G., Kozyreva O.V. et al.* Experimental evidence of the simultaneous occurrence of VLF chorus on the ground in the global azimuthal scale – from pre-midnight to the late morning // *Ann. Geophys.* 2012. V. 30. P. 725–732. <https://doi.org/10.5194/angeo-30-725-2012>
17. *Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю.* Альфвеновские мазеры. Горький: ИПФ АН СССР, 1986.
18. *Шафранов В.Д.* Электромагнитные волны в плазме / Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1963. Т. 3. С. 3–140.
19. *Bilitza D., Reinisch B.* International Reference Ionosphere 2007: Improvements and new parameters // *J. Adv. Space Res.* 2008. V. 42. P. 599–609. <https://doi.org/10.1029/2007SW000359>
20. *Семенова В.И., Трахтенгерц В.Ю.* О некоторых особенностях волноводного распространения низкочастотных волн в магнитосфере // *Геомагнетизм и аэронавигация.* 1980. Т. 20. № 6. С. 1021–1027.
21. *Nemes F., Santolík O., Parrot M. et al.* Conjugate observations of quasi-periodic emissions by Cluster and DEMETER spacecraft // *J. Geophys. Res. Space Physics.* 2013. V. 118. P. 198–208. <https://doi.org/10.1029/2012JA018380>
22. *Manninen J., Kleimenova N.G., Kozyreva O.V. et al.* Non-typical ground-based quasi-periodic VLF emissions observed at L 5.3 under quiet geomagnetic conditions at night // *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* 2013. V. 99. P. 123–128. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.05.007>
23. *Titova E.E., Kozelov B.V., Demekhova A.G. et al.* Identification of the source of quasiperiodic VLF emissions using ground-based and Van Allen Probes satellite observations // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42. P. 6137–6145. <https://doi.org/10.1002/2015GL064911>
24. *Беспалов П.А.* Самомодуляция излучения плазменного магнитосферного мазера // *Письма в ЖЭТФ.* 1981. Т. 33. С. 192–195.

УДК 550.380.12

## СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ВЫСЫПАНИЯМ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В СТРАТОСФЕРЕ И НА СПУТНИКАХ

© 2021 г. Г. А. Базилевская<sup>1,\*</sup>, А. С. Дюсембекова<sup>2</sup>, М. С. Калинин<sup>1</sup>, М. Б. Крайнев<sup>1</sup>,  
В. С. Махмутов<sup>1</sup>, А. К. Свиржевская<sup>1</sup>, Н. С. Свиржевский<sup>1</sup>, Ю. И. Стожков<sup>1</sup>, Е. А. Тулеков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, г. Нур-Султан, Республика Казахстан

\*bazilevskayaga@lebedev.ru

Поступила в редакцию 01.04.2020 г.

После доработки 03.05.2020 г.

Принята к публикации 29.05.2020 г.

Высыпания высокоэнергичных электронов (ВВЭ) в атмосферу являются одним из механизмов опустошения внешнего радиационного пояса Земли. Высыпающиеся электроны генерируют тормозное излучение, которое проникает в стратосферу и регистрируется детекторами на баллонах. Однако эти наблюдения могут осуществляться только когда баллон находится на высотах больше ~20 км. Околоземные спутники *POES* постоянно регистрируют потоки высыпающихся электронов в конусе потерь, но они слишком быстро перемещаются в пространстве. В работе выполнено сопоставление ВВЭ по наблюдениям в стратосфере и на спутниках в течение 2003 г. и получены оценки числа случаев ВВЭ в Апатитах в предположении, что радиозонд непрерывно находился на высоте больше 26 км.

DOI: 10.31857/S0023420621010027

### ВВЕДЕНИЕ

Баллонные измерения ионизирующей радиации в атмосфере, проводимые Физическим институтом им. П.Н. Лебедева в течение более 60 лет [1], позволяют наблюдать высыпания высокоэнергичных электронов (ВВЭ) из внешнего радиационного пояса Земли. Эти электроны поглощаются на высотах более 50 км, но они генерируют тормозное рентгеновское излучение, которое проникает в атмосферу до высот 20 км и ниже и может регистрироваться гейгеровским счетчиком, хотя и с малой эффективностью.

Изучение ВВЭ имеет фундаментальное значение, т.к. высыпания в атмосферу является одним из механизмов опустошения радиационного пояса [2]. Другим важным механизмом потерь электронов является уход электронов в межпланетное пространство, когда под давлением солнечного ветра магнитопауза сдвигается внутрь, и электроны с прежде замкнутой магнитной оболочки дрейфуют в область открытого магнитного поля [3, 4]. Относительный вклад этих механизмов в опустошение радиационного пояса не изучен.

Не менее важным является прикладное значение ВВЭ. Высокоэнергичные электроны (killers)

повреждают аппаратуру, находящуюся на околоземной орбите. Заряженные частицы накапливаются на поверхности спутника, образуя высокие напряжения, электростатические разряды и электромагнитные помехи. Проникая через защиту, они создают заряд на внутренних компонентах приборов. Прохождение энергичной заряженной частицы через узел микроэлектронного устройства может вызвать мгновенный катастрофический отказ устройства или неконтролируемые изменения режима его работы. Потеря энергии при прохождении электрона через активную область микроэлектронного устройства накапливается в течение миссии, приводя к деградации устройства и сокращению времени службы [5]. Вызывались идеи искусственного стимулирования ВВЭ, с целью обезопасить аппаратуру космических кораблей [6, 7]. Эта идея приблизилась к своему воплощению с запуском спутника *DSX* в 2019 г. [8], который несет на борту источник волн ОНЧ диапазона, эффективно влияющих как на ускорение, так и на потери электронов пояса, например, [9]. Искусственная стимуляция, а значит и увеличение ВВЭ, выдвигает на первый план оценку воздействия ВВЭ на атмосферу Земли, связанное с дополнительной ионизацией атмо-

сферы [10]. Ион-молекулярные реакции в атмосфере приводят к образованию нечетного азота ( $\text{NO}_x$ ) и нечетного водорода ( $\text{HO}_x$ ), которые способствуют потере озона в стратосфере и мезосфере. Кратковременное, но очень сильное разрушение озона до 90% на высотах 60–80 км может происходить при участии нечетного водорода  $\text{HO}_x$ , что подтверждено наблюдениями на спутниках [11]. Изменения содержания  $\text{NO}_x$ , связанные с ВВЭ, могут транспортироваться в нижнюю мезосферу и в стратосферу, где они являются одним из главных факторов каталитического разрушения озона. Истощение озона нарушает радиационный баланс и активизирует динамические процессы в атмосфере. Процесс распространяется вниз путем изменения полярных ветров и атмосферных волн. Таким образом, прослеживается влияние дополнительных потоков  $\text{NO}_x$ , связанных с ВВЭ, на погоду и климат [12–15]. Моделирование [16] показало, что на 10-летней шкале с ВВЭ связаны вариации содержания озона порядка 12–24% в мезосфере и 5–7% в верхней стратосфере.

ВВЭ как фактор ионизации атмосферы рекомендованы для включения в климатические модели, входящие в Coupled Model Intercomparison Project CMIP6 [17]. Существующие климатические модели используют среднесуточные скорости ионизации атмосферы, основанные на эмпирической модели реконструкции спектров ВВЭ из ежедневных индексов  $A_p$  или  $D_{st}$  [18, 19]. Модель включает ионизацию от электронов с энергией ниже 1 МэВ, что ограничивает ее применимость на высотах ниже 50 км. В работе [20], основанной на результатах прямых измерений ВВЭ на баллонах, показано, что CMIP6 может недооценивать увеличение  $\text{NO}_x$  более чем на 100% и соответствующую потерю озона на 25%.

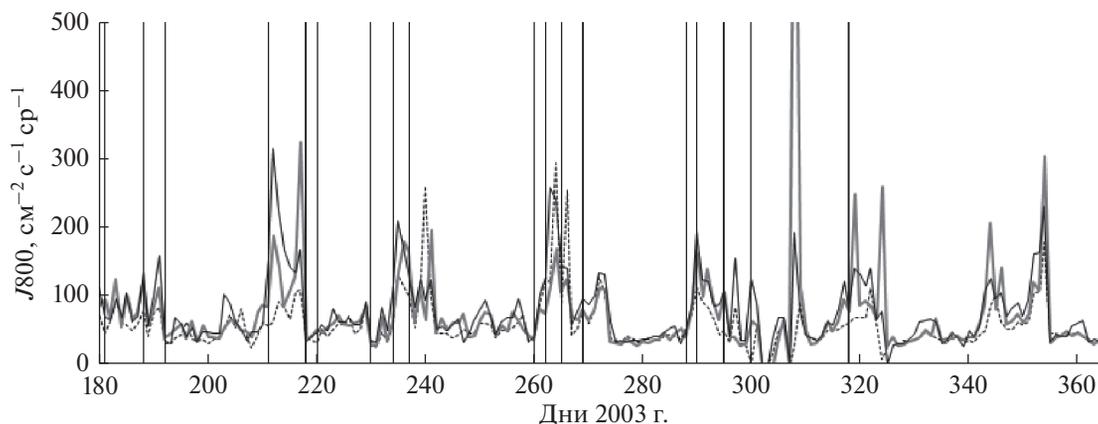
В настоящее время ВВЭ на баллонах могут наблюдаться только в промежутки времени, когда баллон находится на достаточной высоте. В эксперименте ФИАН это время составляет около получаса, причем измерения в настоящее время производятся не каждый день. С другой стороны, функционируют спутники (*POES*, *van Allen probe*, *Электро Л1, Л2* и *Метеор М1, М2* и др.), которые наблюдают ВВЭ в магнитосфере круглосуточно. Однако пространственно-временное распределение ВВЭ из наблюдательных данных пока не получено. В связи с этим в данной работе была поставлена задача: найти соответствие между случаями ВВЭ, измеренными на баллонах, и ВВЭ, наблюдаемыми спутниками *POES*. На основании найденного соответствия было оценено количество дней в году, когда можно было бы наблюдать

ВВЭ в пункте запуска баллонов, если бы баллон круглосуточно находился в стратосфере.

## НАБЛЮДЕНИЯ

Измерения ВВЭ в стратосфере являются частью многолетнего эксперимента ФИАН по мониторингу с помощью радиозондов ионизирующей радиации в атмосфере Земли от уровня моря до высот ~30 км на разных географических широтах, включая Арктику и Антарктику. Наблюдения проводятся с конца 1950-х и неоднократно описаны [1, 21]. Как уже упоминалось, тормозное излучение высыпающихся электронов измеряется гейгеровским счетчиком. Более 90% случаев ВВЭ, наблюдаемых в атмосфере, вызывается электронами с энергией  $E > 200$  кэВ. С 1961 по 2019 г. зарегистрировано более 550 случаев ВВЭ в Мурманской области [22]. В Антарктиде за это время было зарегистрировано всего 14 событий, т.к. пункт наблюдений ( $66^{\circ}34' \text{ S}$ ,  $92^{\circ}55' \text{ E}$ ) находится в зоне открытых силовых линий. Свойства наблюдаемых ВВЭ [23, 24] согласуются с характеристиками, полученными из измерений на спутниках, например [25] и во время кампаний по исследованию ВВЭ на баллонах [26]. В данной работе сопоставление с результатами спутников серии *POES* производится для 2003 г., когда в стратосфере было зарегистрировано 26 случаев ВВЭ. Измерения проводились в Апатитах ( $67^{\circ}33' \text{ N}$ ,  $33^{\circ}20' \text{ E}$ , параметр Мак Илвайна  $L \sim 5.2$ , время измерений – 3 раза в неделю ~09–11 UT, ~12–14 MLT). В 2003 г. 125 радиозондов достигли высоты более 26 км (остаточное атмосферное давление  $X = 20$  г/см<sup>2</sup>), ниже которой наблюдаются лишь 5% случаев ВВЭ. Радиозонд находится на этих высотах обычно в течение 10–40 мин. Из рассмотрения было исключено 27 дней, когда в стратосфере присутствовали солнечные протоны.

В 2003 г. на орбите в околоземном пространстве находились 3 аппарата серии *POES* (*NOAA-15*, *NOAA-16*, *NOAA-17*) [27], разнесенные по долготе на ~100°. Угол наклона солнечно-синхронной орбиты 98.7°, высота 822 км, период обращения 101.5 мин (средние значения). Мы использовали показания прибора MERED, который имеет 2 детектора электронов, расположенных под углом 90° друг к другу. На достаточно высоких широтах телескоп, направленный в зенит, позволяет регистрировать электроны, в основном попадающие в конус потерь [28]. Прибор дает информацию об электронах с энергией выше 30, 100, 300 кэВ (каналы  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$ ). Дополнительная информация может быть получена с протонного канала  $P_6$ , регистрирующего протоны с энергией выше 6.9 МэВ и имеющего присчет от электронов с энергией выше ~800 кэВ. В случае нулевого счета протонного



**Рис. 1.** Дни во второй половине 2003 г., когда в баллонных измерениях наблюдались ВВЭ — вертикальные линии. Среднесуточные значения потоков выпадающих электронов с  $E > 800$  кэВ по наблюдениям на *POES 15* (пунктир), *POES 16* (серая кривая), *POES 17* (черная кривая).

канала меньших энергий (*P5*), не имеющего при-счета от электронов, канал *P6* используется для регистрации релятивистских электронов. Геометрический фактор этого канала для электронов растет от  $10^{-3}$  см<sup>2</sup> ср при  $E = 460$  кэВ до  $10^{-2}$  см<sup>2</sup> ср при  $E = 1460$  кэВ [29]. Мы обозначаем интенсивность электронов по данным этого канала как  $J_{800}$ .

### СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ ВВЭ НА БАЛЛОНАХ И СПУТНИКАХ

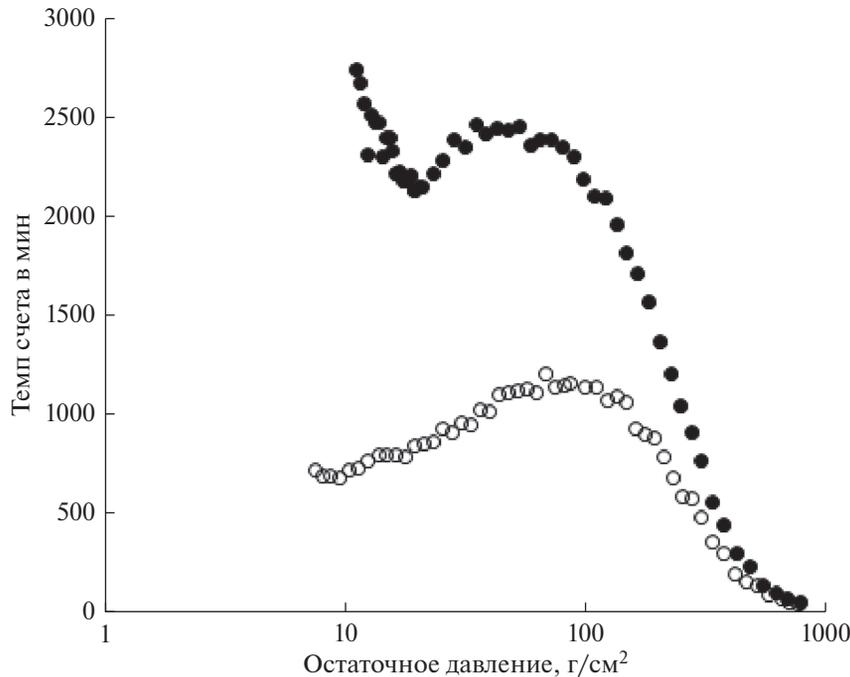
Трудность в сопоставлении результатов двух типов измерений обусловлена тем, что запуски баллонов производятся в одном географическом пункте 3 раза в неделю в течение 10–40 мин, а спутник пролетает над этим местом за 1 минуту более 3° по широте и долготе, т.е. ~341 и ~155 км соответственно.

Тем не менее, сопоставление всех зарегистрированных на баллонах случаев ВВЭ со среднесуточными значениями потоков электронов на спутниках *POES* показало неплохое согласие, как видно из рис. 1, где представлены данные за вторую половину 2003 г. ВВЭ в стратосфере группируются в серии, коррелирующие с высокоскоростными потоками солнечного ветра и геомагнитными бурями с длительной фазой восстановления [23, 24]. Эти серии проявляются на спутниках *POES* повышенными потоками выпадающих электронов.

Нам не удалось найти случаев точного совпадения измерений ВВЭ по месту и времени на баллоне и спутниках, хотя спутник иногда пролетал в нужное время вблизи Апатит. В качестве примера близкого соответствия рассмотрим событие 28.IV.2003 г., показанное на рис. 2. Повышение

темпа счета гейгеровского счетчика при остаточном давлении ниже 20.5 г/см<sup>2</sup> (высота больше 26 км) наблюдалось в 11:20–11:37 УТ. Оно было вызвано ВВЭ, о чем свидетельствует отсутствие повышения темпа счета телескопа из 2-х счетчиков, не чувствительного к рентгеновскому излучению, например, [22]. Это ВВЭ было зарегистрировано на *POES 17*, как видно на рис. 3. Показано изменение широты и долготы проекции силовой линии, на которой находится спутник (*FLAT* и *FLON*), и потоки электронов в зависимости от времени. Во время наблюдения ВВЭ на баллоне спутник измерял потоки электронов на силовых линиях, проектировавшихся на Апатиты (изменение положения баллона во время полета не принимаем во внимание, хотя он может составлять несколько градусов). Однако точного совпадения места и времени нет: спутник проходит долготу Апатит на 4.5 мин раньше, чем широту Апатит. Таким образом, для дальнейшего сопоставления необходимо расширять область, где ожидается ВВЭ.

В настоящее время сведения о пространственных размерах области ВВЭ очень скудны [30], поэтому критерии для сопоставления результатов баллонных и спутниковых измерений ВВЭ вырабатывались методом постепенных ограничений. Параметр  $L$  был выбран между 5 и 6. Расширение *FLAT* до 66°–69° и *FLON* до 31°–36° дало совпадение измерений по времени на спутниках и баллоне в 4 случаях из 26. Расширение *FLAT* до 66°–69° и *FLON* до 10°–50° дало совпадение по времени в 14 случаях из 26. Во всех этих случаях, кроме одного, *POES* регистрировал электроны с  $E > 800$  кэВ, но в этом одном событии нельзя было пользоваться данными канала *P6* из-за присутствия протонов в



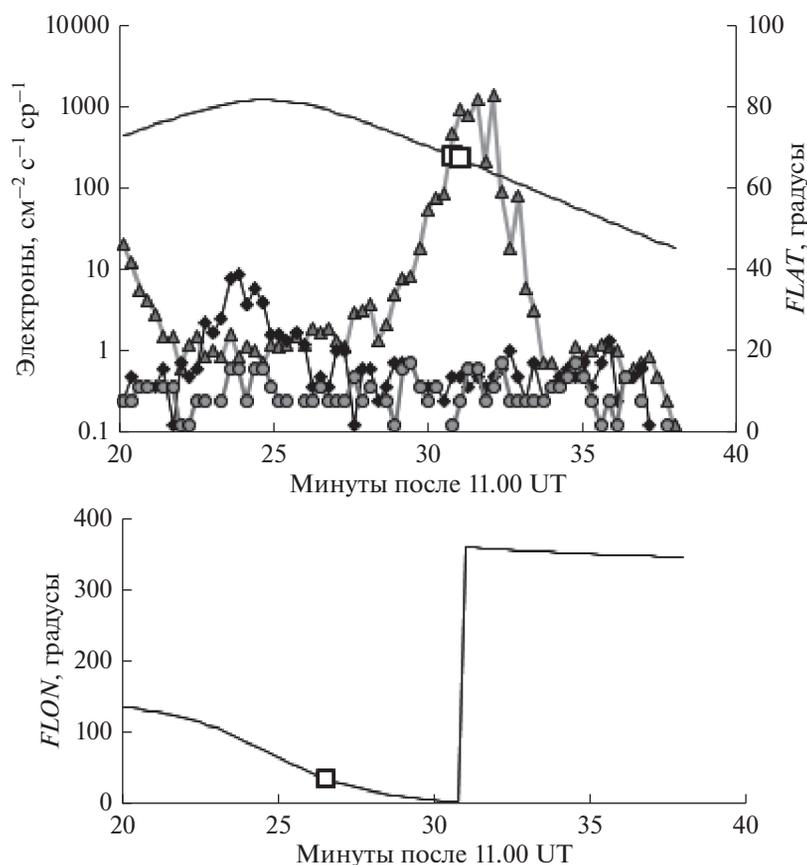
**Рис. 2.** Показания радиозонда в зависимости от остаточного давления 28.IV.2003 г. в Апатитах. Черные кружки — темп счета гейгеровского счетчика, светлые кружки — темп счета телескопа, умноженный на 3.

канале *P5*. Следующим шагом была выборка всех результатов *POES* при ограничениях  $5^\circ \leq L \leq 6^\circ$ ,  $66^\circ \leq FLAT \leq 69^\circ$ ,  $10^\circ \leq FLON \leq 50^\circ$ , наличии релятивистских электронов *J800* и точного времени, когда радиозонд находился на высоте более 26 км, но не регистрировал высыпания. Таких полетов зонда в 2003 г. было 125. Оказалось, что при таких ограничениях *POES 15* не регистрировал ни одного случая, *POES 16* зарегистрировал 36 случаев, *POES 17* — 53 случая, когда радиозонд находился на нужной высоте и не регистрировал ВВЭ, а на спутниках в это время ВВЭ наблюдалось. Во всех этих случаях, кроме трех, поток электронов с  $E > 800$  кэВ на *POES* был  $J800 < 100 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ . Исключения скорее всего объясняются сильной вариабельностью потока *J800*. Из нашего анализа следует, что баллоном регистрируются практически все случаи ВВЭ, отвечающие следующим условиям на *POES*:  $5^\circ \leq L \leq 6^\circ$ ,  $66^\circ \leq FLAT \leq 69^\circ$ ,  $10^\circ \leq FLON \leq 50^\circ$ ,  $J800 > 100 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ . К сожалению, баллон находится на нужной высоте очень ограниченное время. Воспользовавшись найденными критериями для оценки наличия ВВЭ в стратосфере на высотах выше 26 км, мы можем с помощью данных *POES* оценить наличие ВВЭ в любое время суток в районе Апатит. Полученные оценки потоков высыпающихся электронов (рис. 4), соответствуют случаям, когда тормозное

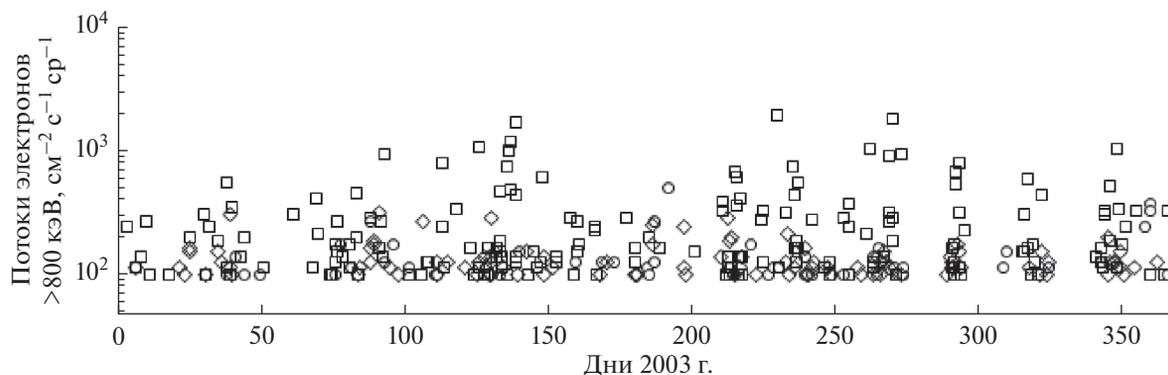
рентгеновское излучение могло бы быть зарегистрировано в стратосфере на высотах более 26 км.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе получены первые оценки числа случаев ВВЭ в стратосфере в районе Апатит в 2003 г. при условии непрерывных наблюдений. Как и следовало ожидать, на баллонах экспериментально наблюдается лишь небольшая часть ВВЭ, присутствующих в стратосфере. Наши оценки являются сильно заниженными по следующим причинам. (1) В реальных случаях совпадений ВВЭ на баллоне и на спутнике *J800* часто было значительно ниже  $100 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ , т.е. ограничение на *J800* является достаточным, а не необходимым условием. (2) В действительности спутники *POES* не все время находятся в районе Апатит, значения потоков электронов получены только во время кратковременных пролетов спутников над Апатитами. Таким образом, ВВЭ в районе Апатит наблюдаются еще чаще, чем показано на рис. 4. В работе [20] ионизация в атмосфере, полученная на основании наших измерений ВВЭ в атмосфере, сравнивалась с ионизацией, рассчитанной по методике [18], рекомендованной для включения в *SMIP6* [17]. Было показано, что поскольку *SMIP6* не учитывает ионизацию ниже 50 км, это приводит к недооценке образования  $\text{NO}_x$  и влияния ВВЭ



**Рис. 3.** Измерения на спутнике *POES 17* во время полета баллона 28.IV.2003 г. в 11.20–11.37 UT. Верхняя панель: сплошная линия – *FLAT*, большой белый квадрат – широта баллона, треугольники, ромбы и кружки – интенсивность ВВЭ с  $E > 100$ ,  $>300$ ,  $>800$  кэВ соответственно. Нижняя панель: сплошная линия – *FLON*, большой белый квадрат – долгота баллона.



**Рис. 4.** Оценка потоков высыпавшихся электронов с  $J_{800} > 100 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  на  $L = 5-6$ , широте  $66^\circ-69^\circ$ , долготе  $10^\circ-50^\circ$  при круглосуточных наблюдениях согласно данным *POES 15* (кружки), *POES 16* (ромбы), *POES 17* (квадраты).

на содержание озона. В то же время отмечалось, что ВВЭ, проникающие в стратосферу – довольно редкое явление, которое, в первом приближении, можно не учитывать. Результаты данной работы показывают, что ВВЭ в стратосфере могут наблюдаться практически каждый день, т.е. примерно в 10 раз чаще, чем реально наблюдалось в нашем эксперименте. Это означает, что принятые оценки влияния ВВЭ на процессы в полярной атмосфере могут быть сильно занижены. Необходима дальнейшая работа для определения реальной частоты ВВЭ в атмосфере в другие годы и с привлечением для сравнения с баллонными наблюдениями других околоземных космических аппаратов.

Мы благодарим коллег из NOAA, предоставляющих данные спутников *POES* через интернет. Работа частично поддерживается грантом РФФИ 20-55-12020\_ННИО\_а. ГАБ и ВСМ признательны за стимулирующие обсуждения в рамках проекта ISSI & ISSI-BJ International Team “Relativistic electron precipitation and its atmospheric effect” под руководством И.А. Мироновой.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A. et al.* Longterm (50 years) measurements of cosmic ray fluxes in the atmosphere // *Adv. Space Res.* 2009. V. 44. № 10. P. 1124–1137.  
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2008.10.038>
2. *Millan R.M., Thorne R.M.* Review of radiation belt relativistic electron losses // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2007. V. 69. № 3. P. 362–377.  
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2006.06.019>
3. *Shprits Y.Y., Thorne R.M., Friedel R. et al.* Outward radial diffusion driven by losses at magnetopause // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2006. V. 111. № 11. A11214.  
<https://doi.org/10.1029/2006JA011657>
4. *Turner D.L., Shprits Y., Hartinger M., Angelopoulos V.* Explaining sudden losses of outer radiation belt electrons during geomagnetic storms // *Nature Phys.* 2012. V. 8 № 3. P. 208–212.  
<https://doi.org/10.1038/nphys2185>
5. *Green J.C., Likar J., Shprits Y.* Impact of space weather on the satellite industry // *Space Weather.* 2017. V. 15. № 6. P. 804–818.  
<https://doi.org/10.1002/2017SW001646>
6. *Inan U.S., Bell T.F., Bortnik J., Albert J.M.* Controlled precipitation of radiation belt electrons // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. № A5. P. 1186.  
<https://doi.org/10.1029/2002JA009580>
7. *Rodger C.J., Clilverd M.A., Ulich Th. et al.* The atmospheric implications of radiation belt remediation // 2006. *Ann. Geophys.* V. 24. P. 2025–2041.
8. <https://directory.eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions/d/dsx#launch>
9. *Jaynes A.N., Baker D.N., Singer H.J et al.* Source and seed populations for relativistic electrons: Their roles in radiation belt changes // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2015. V. 120. №9. P. 7240–7254.  
<https://doi.org/10.1002/2015JA021234>
10. *Sinnhuber M., Nieder H., Wieters N.* Energetic particle precipitation and the chemistry of the mesosphere/lower thermosphere // *Surv. Geophys.* 2012. V. 33. P. 1281–1334.  
<https://doi.org/10.1007/s10712-012-9201-3>
11. *Andersson M.E., Verronen P.T., Rodger C.J. et al.* Missing driver in the Sun–Earth connection from energetic electron precipitation impacts mesospheric ozone // *Nature Communications.* 2014. V. 5. № 10. P. 5197.  
<https://doi.org/10.1038/ncomms6197>
12. *Кривоуцкий А.А., Репнев А.И.* Воздействие космических факторов на озоносферу Земли. М.: ГЕОС, 2009.
13. *Кривоуцкий А.А., Репнев А.И.* Воздействие космических энергичных частиц на атмосферу Земли // *Геомагнетизм и аэрономия.* 2012. Т. 52. № 6. С. 723–754.
14. *Rozanov E., Calisto M., Egorova T. et al.* Influence of the precipitating energetic particles on atmospheric chemistry and climate // *Surveys in Geophys.* 2012. V. 33. P. 483–501.  
<https://doi.org/10.1007/s10712-012-9192-0>
15. *Seppala A., Clilverd M.A., Beharrell M.J. et al.* Substorm induced energetic electron precipitation: Impact on atmospheric chemistry // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42. № 19. P. 8172–8176.  
<https://doi.org/10.1002/2015GL065523>
16. *Andersson M E., Verronen P.T., Marsh D.R. et al.* Polar ozone response to energetic particle precipitation over decadal time scales: The role of medium–energy electrons // *J. Geophys. Res.: Atmospheres.* 2018. V. 123. № 1. P. 607–622.  
<https://doi.org/10.1002/2017JD027605>
17. *Matthes K., Funke B., Andersson M.E. et al.* Solar forcing for CMIP6 (v3.2) // *Geos Model Development.* 2017. V. 10. P. 2247–2302.  
<https://doi.org/10.5194/gmd-10-2247-2017>
18. *Van de Kamp M., Seppälä A., Clilverd M.A. et al.* A model providing long-term data sets of energetic electron precipitation during geomagnetic storms // *J. Geophys. Res.: Atmos.* 2016. V. 121. № 20. P. 12520–12540.  
<https://doi.org/10.1002/2015JD024212>
19. *Van de Kamp M., Rodger C.J., Seppälä A. et al.* An updated model providing long-term datasets of energetic electron precipitation, including zonal dependence // *J. Geophys. Res.: Atmos.* 2018. V. 123. P. 9891–9915.  
<https://doi.org/10.1029/2017JD028253>
20. *Mironova I.A., Artamonov A.A., Bazilevskaya G.A. et al.* Ionization of the polar atmosphere by energetic electron precipitation retrieved from balloon measurements // *Geophysical Research Letters.* 2019. V. 46. № 2. P. 990–996.  
<https://doi.org/10.1029/2018GL079421>

21. *Чарахчян А.Н.* Исследование флуктуаций интенсивности космических лучей в стратосфере, вызываемых процессами на Солнце // УФН. 1964. Т. 83. № 1. С. 35–62.
22. *Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A., Stozhkov Yu.I. et al.* Catalogue of electron precipitation events as observed in the long-duration cosmic ray balloon experiment. // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2016. V. 149. P. 258–276.  
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2015.12.006>
23. *Базилевская Г.А., Калинин М.С., Квашинин А.Н. и др.* Высыпания высокоэнергичных магнитосферных электронов и сопутствующие характеристики солнечного ветра // Геомагнетизм и аэронавигация. 2017. Т. 57. № 2. С. 164–172.  
<https://doi.org/10.7868/S001679401702002X>
24. *Базилевская Г.А., Калинин М.С., Крайнев М.Б. и др.* Характеристики высыпаний высокоэнергичных электронов и условия в магнитосфере в 1994 г. // Геомагнетизм и аэронавигация. 2018. Т. 58. № 4. С. 498–508.  
<https://doi.org/10.1134/S0016794018040028>
25. *Murphy K.R., Watt C.E.J., Mann I.R. et al.* The global statistical response of the outer radiation belt during geomagnetic storms // Geophys. Res. Lett. 2017. V. 45. № 9. P. 3783–3792.  
<https://doi.org/10.1002/2017GL076674>
26. *Millan R.M., McCarthy M.P., Sample J.G. et al.* The balloon array for RBSP relativistic electron losses (BARREL) // Space Sci. Rev. 2013. V. 179. № 1–4. P. 503–530.  
<https://doi.org/10.1007/s11214-013-9971-z>
27. <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/poes>
28. *Yahnin A.G., Yahnina T.A., Semenova N.V., Gvozdevsky B.B.* Relativistic electron precipitation as seen by NOAA POES // Proc. XXXVII Annual Seminar. Apatity. P. 46–50. 2014.
29. *Yando K., Millan R.M., Green J.C., Evans D.S.* A Monte Carlo simulation of the NOAA POES medium energy proton and electron detector instrument // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. A10231.  
<https://doi.org/10.1029/2011JA016671>
30. *Millan R.M., the BARREL Team.* Understanding relativistic electron losses with BARREL // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2011. V. 73. P. 1425–1434.  
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2011.01.006>

УДК 523.62-726

## НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ТИПОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И ИХ РОЛИ В ФИЗИКЕ МАГНИТОСФЕРЫ.

### 4. “ПОТЕРЯННЫЙ ДРАЙВЕР”

© 2021 г. Ю. И. Ермолаев<sup>1</sup>, \*, И. Г. Лодкина<sup>1</sup>, М. Ю. Ермолаев<sup>1</sup>,  
М. О. Рязанцева<sup>1</sup>, А. А. Хохлачев<sup>1</sup>

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

\*yermol@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 17.12.2019 г.

После доработки 06.04.2020 г.

Принята к публикации 29.05.2020 г.

Одним из возмущенных типов солнечного ветра и драйверов магнитосферных возмущений является область сжатия перед быстрыми ICME – область Sheath. Перед этой областью приблизительно в половине случаев наблюдается межпланетная ударная волна, в половине случаев она не наблюдается. Однако значения параметров и их временные профили в этих двух видах области Sheath отличаются сравнительно мало, и поэтому область Sheath без ударной волны также геоэффективна, как и область Sheath с ударной волной: ею были сгенерированы около 10% магнитных бурь с минимумом  $Dst < -50$  нТл из всех магнитных бурь за интервал 1976–2017 г., для которых были идентифицированы межпланетные драйверы. Многие авторы не анализируют этот драйвер (поэтому мы называем его “потерянный драйвер”), и, следовательно, в их публикациях содержатся некорректные выводы по солнечно-земной физике.

DOI: 10.31857/S0023420621010039

#### ВВЕДЕНИЕ

В предыдущих наших работах [1–3] мы рассмотрели некоторые причины ошибочной идентификации типов солнечного ветра (СВ) и связанные с ней некорректные выводы по солнечно-земным связям. К таким причинам относятся следующие: (1) использование некорректных критериев идентификации, (2) использование ранее опубликованных ошибочных данных, (3) рассмотрение комбинации различных драйверов, прежде всего Sheath и ICME (включая MC и Ejecta), в качестве единой причины, так называемых CME-индуцированных событий. В настоящей работе мы хотим подробно рассмотреть еще одну причину, которую мы кратко называем “потерянный драйвер”. Эта проблема состоит в следующем.

Как хорошо известно, геоэффективная южная компонента межпланетного магнитного поля (ММП) в основном содержится в следующих возмущенных явлениях солнечного ветра (драйверах магнитосферных возмущений): CIR, Sheath и ICME (включая MC и Ejecta) [4, 5]. Если у разных авторов точки зрения на определения и критерии для CIR и ICME достаточно близки друг другу, то для Sheath они имеют принципиальное различие. Взглянем на определение Sheath в нескольких по-

следних обзорах известных в данной области науки специалистов.

1. Richardson, I. G., and Cane, H. V. [6]: “The shock and ICME are separated by a sheath of compressed, heated, and often turbulent, ambient solar wind plasma”.

2. Kilpua, E., Koskinen, H. E. J., and Pulkkinen, T. I. [7]: “The turbulent region between the shock and the ICME is called the sheath region”.

3. Tsurutani, B. T., Lakhina, G.S., and Hajra, R. [8]: “The compressed plasma and magnetic fields downstream of the shock is the “sheath”.

Таким образом, указанные авторы (а также авторы многих других работ, в частности [9–11]) областью Sheath называют только область между межпланетной ударной волной (IS) и ICME. Повидимому, это дань традиции, так как этот термин был позаимствован у magnetosheath – области между околоземной ударной волной и магнитосферой. Однако, в отличие от magnetosheath, где скорость набегающего солнечного ветра относительно препятствия всегда больше скорости звука (число Маха  $> 1$ ), в случае с ICME скорость набегающего солнечного ветра может быть, как выше скорости звука, так и ниже, т.е. область сжатия перед быстрым явлением ICME может образовываться, как в присутствии ударной волны, так и в ее отсутствии. Следуя определению вышеуказан-

ных авторов, область сжатия перед ICME без IS не является Sheath и исключается из рассмотрения при анализе межпланетных драйверов магнитосферных возмущений. В этом состоит смысл термина “потерянный драйвер”.

Этот тип солнечного ветра был включен в наш каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра (см. статью [12] и сайт <ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/catalog/>), который мы создали на основе базы OMNI (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>, см. [13]), и он учитывается как самостоятельный тип СВ при изучении различных аспектов солнечно-земной физики с использованием нашего каталога. В частности, в работе [14] мы для периода 1976–2000 гг. представили средние временные профили параметров плазмы СВ и ММП для 8 наиболее часто встречающихся последовательностей типов СВ: (1) SW/CIR/SW, (2) SW/IS/CIR/SW, (3) SW/Ejecta/SW, (4) SW/Sheath/Ejecta/SW, (5) SW/IS/Sheath/Ejecta/SW, (6) SW/MC/SW, (7) SW/Sheath/MC/SW, (8) SW/IS/Sheath/MC/SW, где SW – солнечный ветер. Эти результаты наглядно показали, что (1) области Sheath перед обоими типами ICME (MC и Ejecta) как с IS, так и без IS, надежно идентифицируются при одних и тех же пороговых критериях ключевых параметров, и основное различие заключается лишь в наличии скачка параметров на IS для Sheath с IS и более плавном и слабом их изменении на переднем крае для Sheath без IS; (2) число генерированных магнитных бурь с минимумом  $Dst < -50$  нТл в обоих типах Sheath приблизительно одинаковое, а их интенсивность несколько выше для Sheath с IS за счет более высокой южной компоненты ММП в области Sheath, так как при генерации IS область ICME движется быстрее относительно набегающего потока и сильнее сжимает плазму. Эти результаты были получены при сравнительно небольшой статистике. Однако, наш каталог продолжает развиваться и в настоящее время охватывает период 1976–2017 гг., при этом количество надежно идентифицированных событий выросло приблизительно вдвое за счет более качественного мониторинга параметров СВ в передней либрационной точке со второй половины 90-х годов.

Целью настоящей работы является на основе более качественного набора данных для периода 1976–2017 гг. сравнить два типа области сжатия перед быстрыми MC и Ejecta: с ударной волной и без нее, а также оценить ущерб от игнорирования области сжатия без ударной волны для солнечно-земной физики.

## МЕТОДИКА

В настоящей статье мы используем 1-часовые данные параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля из базы OMNI

(<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>, см. [13]), наш каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра (см. сайт <ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/> и статью [12], описывающую методику идентификации типов СВ) и двойной метод наложенных эпох (ДМНЭ) [15]. ДМНЭ заключается в том, что мы равномерно изменяем (уменьшаем или увеличиваем) расстояние между точками интервала таким образом, чтобы можно было совместить начала и концы всех интервалов и исследовать средние временные профили параметров для интервалов, которые первоначально имеют разную длительность. Для ДМНЭ мы отобрали те интервалы, которые имеют полные наборы данных. При анализе поведения параметров мы рассматривали интервалы Sheath в 4 вариантах последовательности типов СВ: IS/Sheath/Ejecta – интервалы Sheath, сопровождающиеся предшествующей ударной волной и последующим интервалом Ejecta; Sheath/Ejecta – интервалы Sheath без предшествующей ударной волны и с последующим интервалом Ejecta; IS/Sheath/MC – интервалы Sheath, сопровождающиеся предшествующей ударной волной и последующим интервалом MC; Sheath/MC – интервалы Sheath без предшествующей ударной волны и с последующим интервалом MC.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты работы представлены в виде табл. 1 и рис. 1–4. Средние и среднеквадратичные отклонения некоторых параметров для 4 типов Sheath, представленные в таблице, позволяют количественно сравнить эти типы между собой.

На рис. 1–4 приведены временные профили ряда параметров межпланетной среды и магнитосферных индексов для 4 последовательностей: (1) SW/IS/Sheath/Ejecta, (2) SW/Sheath/Ejecta, (3) SW/IS/Sheath/MC и (4) SW/Sheath/MC. Форматы рисунков одинаковы и близки к формату рисунков в нашей предыдущей работе [14], полученных по данным 1976–2000 гг. Каждый из четырех рисунков содержит 10 панелей, на которых изображены средние временные профили анализируемых параметров, полученные по ДМНЭ для областей Sheath (для солнечного ветра до Sheath с 0 по 5 точки и ICME после Sheath с 20 по 25 точки использовался простой метод наложенных эпох с опорными точками на концах интервала Sheath): а – отношение теплового и магнитного давления  $\beta$ , тепловое давление  $P_t$ , относительное содержание альфа-частиц  $N_\alpha/N_p$ ; б – протонная температура  $T \cdot 10^{-5}$  К и отношение измеренных и ожидаемых температур  $T/T_{exp}$ ; в – углы вектора скорости  $\Phi$ ,  $\Theta$ ; г – составляющая ММП  $B_z$ , компонента электрического поля  $E_y$ ; д –  $Dst$  и  $Dst^*$  индексы; е – величина ММП  $B$  и динамическое давление  $P_d$ ; ж – компоненты ММП  $B_x$ ,  $B_y$ ; з – звуковая и альфеновские скорости  $V_s$  и  $V_a$ ; и – плот-

**Таблица 1.** Средние значения и среднеквадратичные отклонения параметров СВ для 4 типов Sheath

	IS Sheath Ejecta	Sheath Ejecta	IS Sheath MC	Sheath MC
Кол-во событий* (полное кол-во событий)	346 (381)	323 (432)	147 (152)	23 (28)
Продолжительность событий, ч	16.4 ± 9.6	14.0 ± 8.8	12.4 ± 6.1	12.8 ± 9.5
Кол-во магн. бурь	61	59	24	3
$V$ , км/с	460 ± 108	439 ± 95	497 ± 141	433 ± 97
$T \cdot 10^{-5}$ , К°	1.90 ± 1.78	1.70 ± 1.41	2.56 ± 3.62	1.69 ± 1.69
$T/T_{\text{exp}}$	2.18 ± 1.24	2.29 ± 1.23	2.21 ± 1.67	2.28 ± 1.29
$N$ , см <sup>-3</sup>	12.4 ± 9.5	9.7 ± 6.4	16.1 ± 11.3	13.5 ± 8.3
$B$ , нТл	9.9 ± 4.7	8.2 ± 3.6	13.6 ± 7.8	10.0 ± 5.1
$\beta$	0.87 ± 0.99	0.90 ± 0.91	0.76 ± 0.85	0.85 ± 0.85
$Pt$ , нПа	0.028 ± 0.035	0.020 ± 0.025	0.050 ± 0.084	0.027 ± 0.039
$Pd$ , нПа	4.04 ± 3.19	2.93 ± 2.19	6.54 ± 6.28	3.90 ± 2.71
$Vx$ , нТл	0.15 ± 4.71	-0.17 ± 4.32	0.36 ± 6.30	-0.23 ± 5.27
$Vy$ , нТл	0.13 ± 6.52	0.24 ± 5.13	1.28 ± 9.21	0.45 ± 6.72
$Vz$ , нТл	0.068 ± 5.44	-0.24 ± 4.16	-0.44 ± 7.70	0.48 ± 5.30
$Ey$ , мВ/м	-0.02 ± 2.76	0.11 ± 1.90	0.29 ± 4.59	-0.25 ± 2.60
$Kp \cdot 10$	33 ± 16	29 ± 15	42.8 ± 18.9	31 ± 16
$Dst$ , нТл	-19 ± 36	-18 ± 27	-24 ± 54	-17 ± 27
$Dst^*$ , нТл	-28 ± 39	-23 ± 29	-37 ± 55	-26 ± 26
$AE$ , нТл	329 ± 286	278 ± 250	458 ± 394	303 ± 306
$\Phi$ , град	0.02 ± 4.00	0.72 ± 3.34	-0.69 ± 3.90	0.37 ± 3.48
$\Theta$ , град	0.01 ± 3.46	0.59 ± 3.40	-0.70 ± 4.28	0.80 ± 3.00
$Va$ , км/с	66 ± 43	59 ± 29	80 ± 56	64 ± 40
$Vs$ , км/с	66 ± 16	64 ± 13	70 ± 24	64 ± 15
$Na/Np$	0.040 ± 0.026	0.040 ± 0.027	0.046 ± 0.035	0.047 ± 0.034

\* Количество событий, используемое при анализе (в скобках общее количество идентифицированных событий в каталоге для интервала 1976–2017 гг.) для 4-х типов интервалов Sheath.

ность ионов  $N$  и  $Kp$  индекс;  $j$  – скорость плазмы  $V$ , индекс  $AE$ .

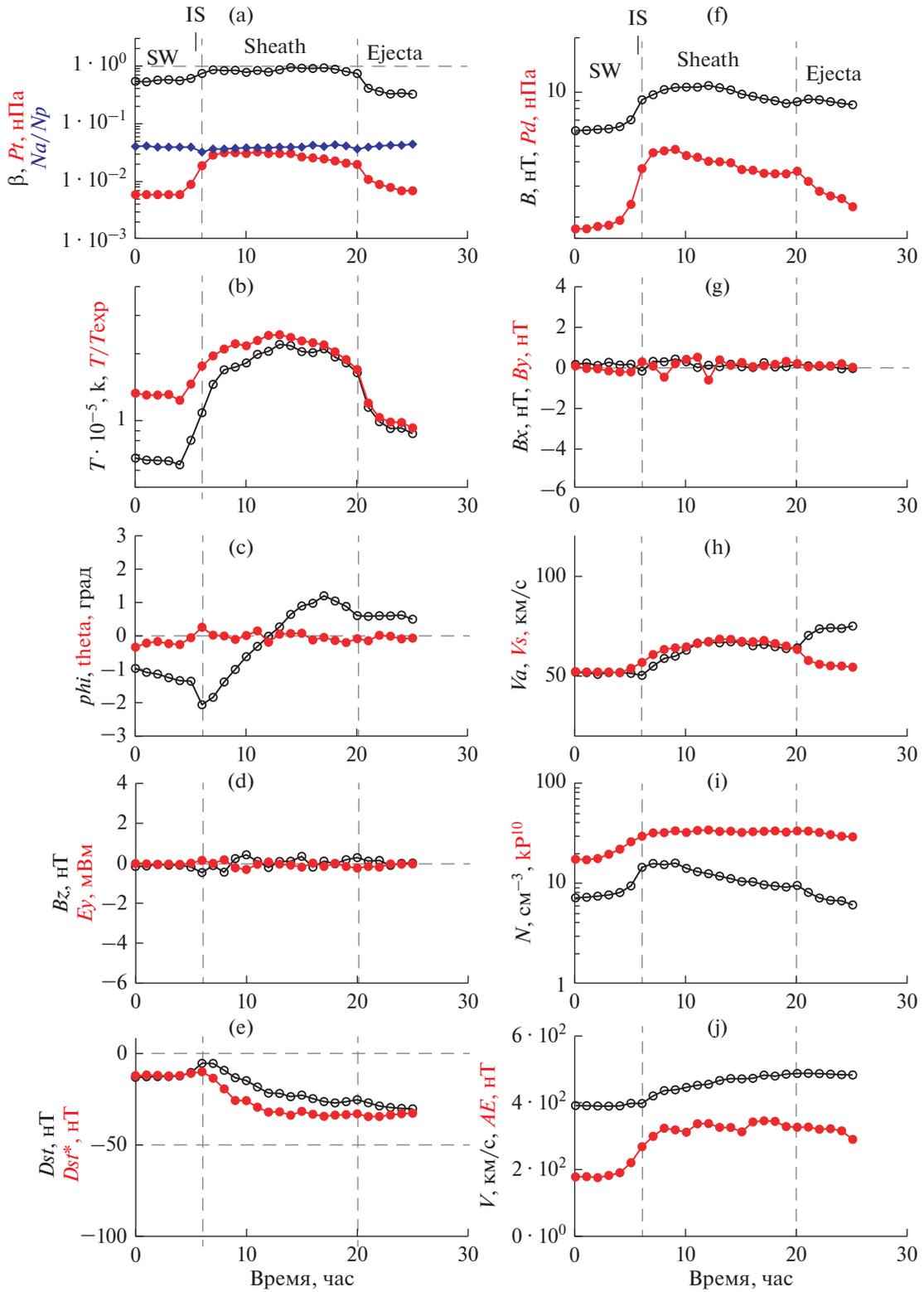
Прежде всего, обращает на себя внимание тот факт, что число событий Sheath перед Ejecta без IS (432) немного превосходит число событий с IS (381), а число Sheath перед MC с IS (152) существенно превосходит число событий без IS (28). После исключения из рассмотрения событий, для которых отсутствовал полный набор измерений, анализировалось немного меньшие числа событий: 346, 323, 147 и 23, соответственно. Хотя для многих параметров таблицы средние значения оказались близкими по величине к среднеквадратичным отклонениям, статистическая ошибка (среднеквадратичное отклонение, деленное на квадратный корень из числа точек) для некоторых из них оказалась маленькой, и в этом случае различия средних значений для разных типов Sheath можно считать статистически достоверными. В частности, данные таблицы показывают, что средняя длительность событий Sheath перед Ejecta больше, чем перед MC.

Полное число средних и сильных магнитных бурь с минимумом  $Dst < -50$  нТл за 1976–2017 гг. составило 1074, однако только для 639 бурь были достаточно надежно определены их межпланет-

ные драйверы из числа CIR, Sheath, Ejecta и MC, а остальные бури попали либо на интервал с пропуском межпланетных данных, либо были результатом действия нескольких последовательных драйверов. Количество магнитных бурь, генерированных Sheath перед Ejecta с и без IS практически одинаковое (61 и 59), а для MC различие более существенное (24 и 3), но оно получено при небольшой общей статистике MC по сравнению с Ejecta.

Как и ожидалось, средние значения  $V$ ,  $T$ ,  $N$ ,  $B$ ,  $Pd$  и  $Pt$ ,  $Va$ ,  $Vs$  и магнитосферных индексов оказались выше в областях Sheath с ударной волной IS и с последующим Ejecta (или с MC), чем без IS.  $T/T_{\text{exp}}$  и  $\beta$ -параметр наоборот выше в Sheath без IS. Средние значения параметров ( $V$ ,  $T$ ,  $T/T_{\text{exp}}$ ,  $N$ ,  $Pt$ ,  $Pd$ ,  $Kp$ ,  $Dst$ ,  $AE$ ,  $Va$ ,  $Vs$ ,  $Na/Np$ ) для интервалов с Sheath с последующим MC выше в сравнении со средними значениями для интервалов Sheath с последующим Ejecta. Компоненты ММП, электрическое поле и углы вектора скорости имеют небольшие значения вблизи нуля.

Графики параметров на рис. 1 и 2 для Sheath перед Ejecta имеют более гладкий вид, чем перед MC, так как число событий в первом случае значительно выше (см. табл. 1).



**Рис. 1.** Временной ход параметров солнечного ветра и магнитосферных индексов для последовательности IS/Sheath/Ejecta, полученные с помощью метода МНЭ и ДМНЭ: от 0 до 5 и от 20 до 25 точки применялся МНЭ без сжатия, от 6 до 19 точки применялся ДМНЭ со сжатием до 14 точек.

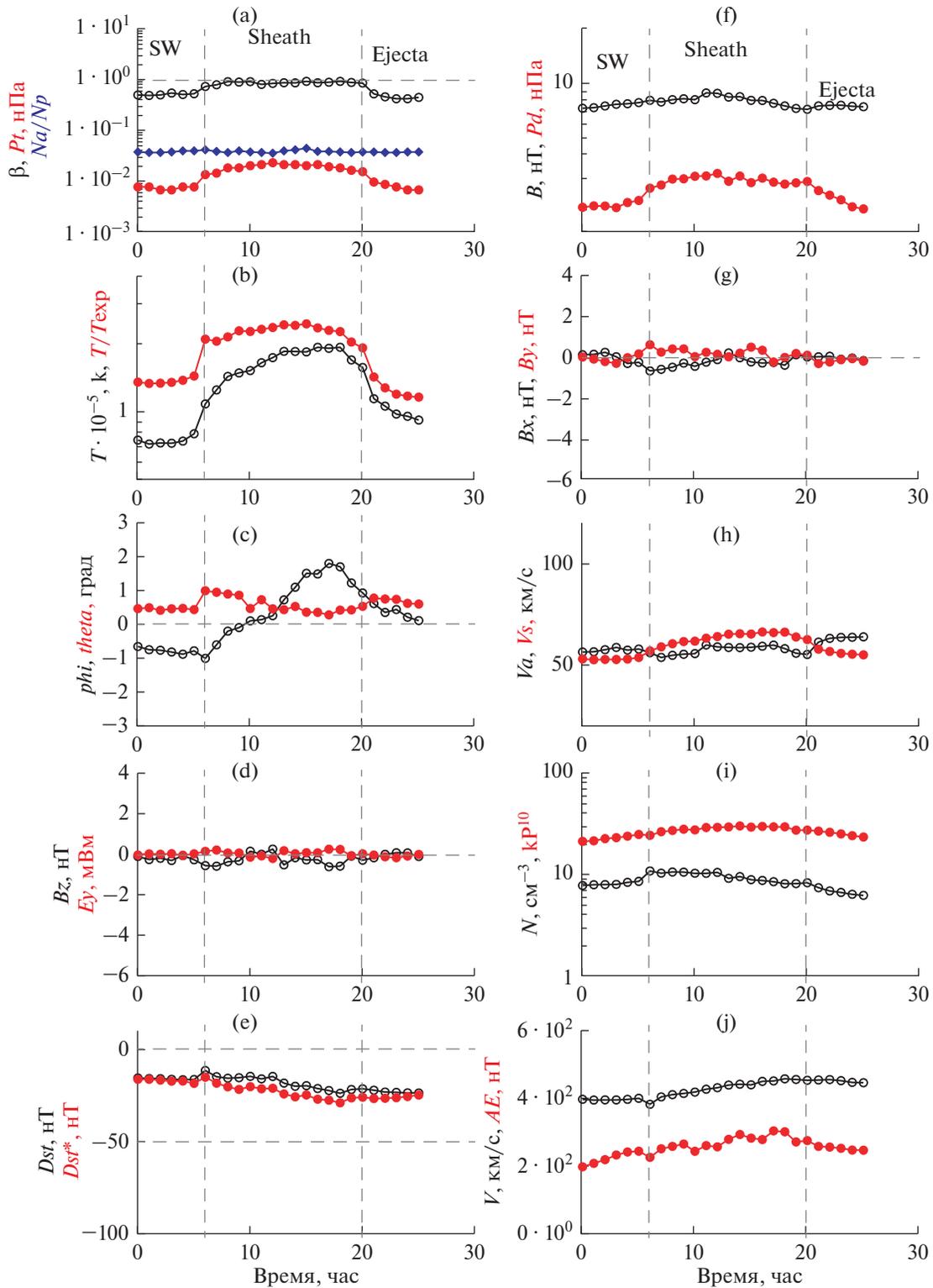


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для Sheath/Еjecta.

Для событий Sheath с последующим Ejecta с ударной волной IS значения таких параметров, как величина магнитного поля  $B$ , тепловое и динамическое давление  $Pt$ ,  $Pd$ , скорость плазмы  $V$ ,

температура протонов  $T$  и  $T/T_{exp}$ ,  $Dst$  и  $Dst^*$  индексы, больше, чем без ударной волны (рис. 1 и 2). Это в основном связано с более резким возрастанием этих параметров в случае, если область Sheath на-

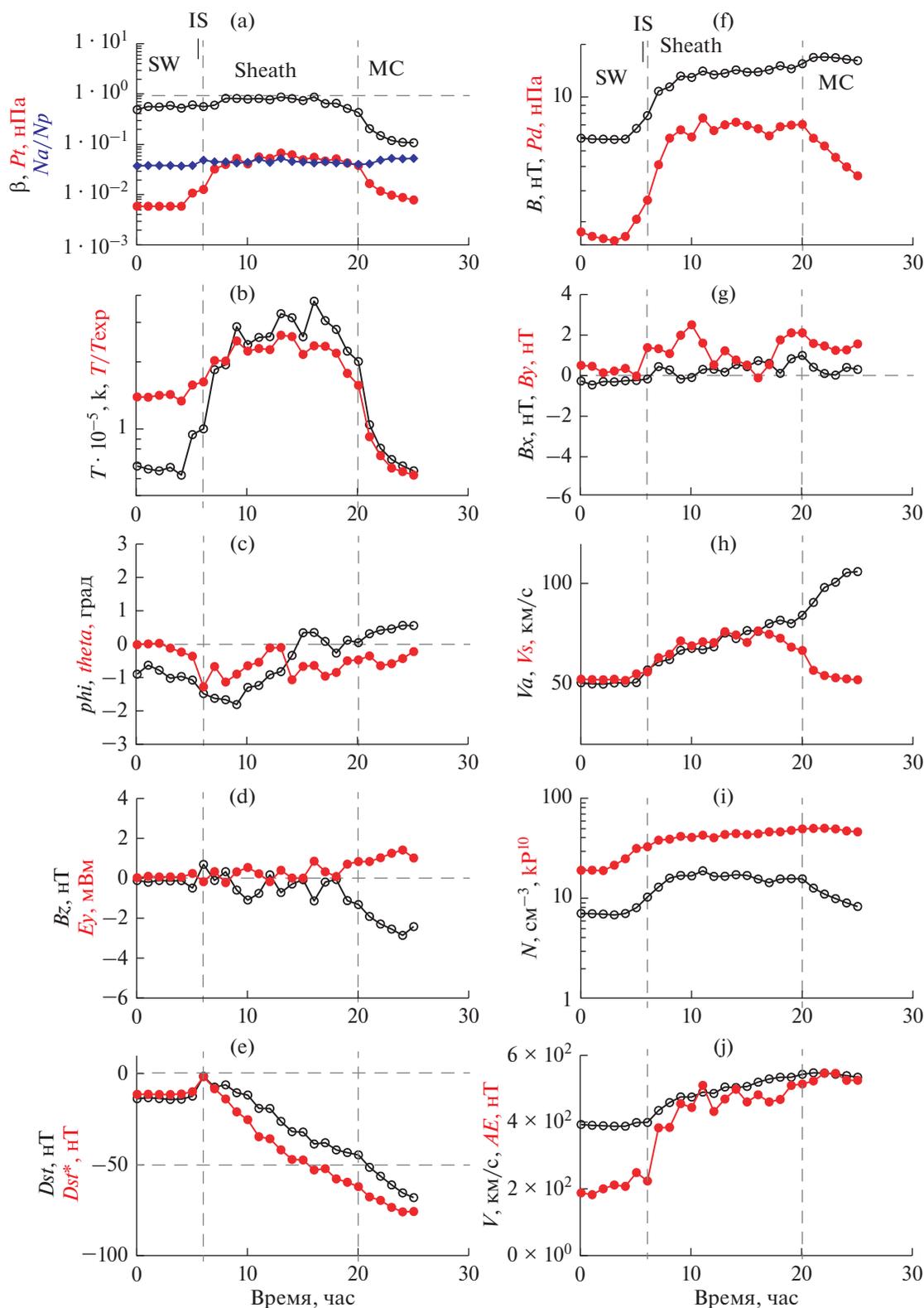


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для IS/Sheath/MC.

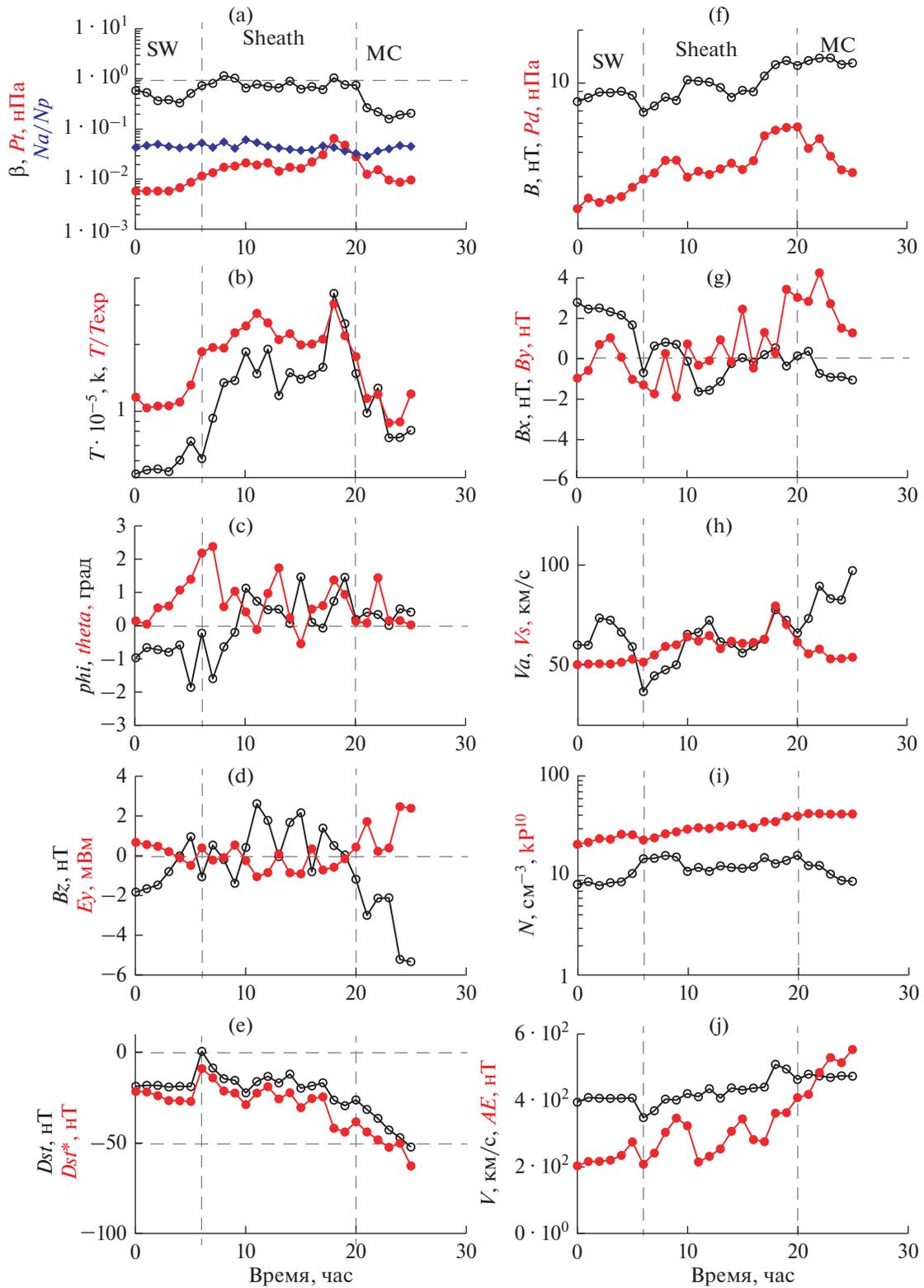


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для Sheath/MC.

чинается с IS, так как в последующее время после 2–3 ч после начала области Sheath эти параметры изменяются похожим образом. Аналогичная ситуация и для событий Sheath с последующим MC с IS и без IS (рис. 3 и 4). Для событий Sheath с последующим MC значения параметров  $B$ ,  $Pt$ ,  $Pd$ ,  $V$ ,  $T$ ,  $T/TeXp$ ,  $Dst$ ,  $Dst^*$  выше, чем с последующим Ejecta.

Некоторые параметры (такие, как компоненты магнитного и электрического поля  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  и  $E_y$ ) являются знакопеременными. Так как внутри области Sheath они могут поменять знак и величину в произвольном месте интервала, то средняя линия слабо меняется вблизи нуля. Это же справедливо и для широтного угла вектора скорости СВ  $Theta$ . Однако долготный угол  $Phi$  до интервала Sheath имеет значения от  $-0$  до  $-1.5$  градуса, на границе интервала Sheath он сначала падает до  $-2$ , потом почти линейно растет до значения около  $+2$  и на заднем крае интервала возвращается к исходным значениям. Звуковая и альфеновская скорости и  $Va$  и  $Vs$  до интервала Sheath имеют значения около 50 км/с, на интервале Sheath значения возрастают более 60 км/с, после Sheath  $Va$  продолжает расти более 70 км/с, а  $Vs$  падает менее 50 км/с.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В настоящей работе на основе данных базы OMNI (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>, см. [13]) и нашего каталога крупномасштабных типов солнечного ветра для 42-летнего интервала 1976–2017 гг. (см. статью [12] и сайт <ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/catalog/>), мы провели анализ области Sheath в 4 последовательностях событий: (1) IS/Sheath/Ejecta, (2) Sheath/Ejecta, (3) IS/Sheath/MC и (4) Sheath/MC. Представленные средние значения параметров (см. табл. 1) и средние временные профили параметров (см. рис. 1–4) в целом хорошо согласуются с основными выводами нашей предыдущей работы [14, 16], полученными для меньшего (25-летнего) набора данных в интервале 1976–2000 гг. Таким образом, при увеличении числа анализируемых событий приблизительно вдвое результаты практически не изменились, что доказывает независимость результата от размера выборки.

Во всех 4 разновидностях Sheath границы этой области надежно идентифицируются по следующим признакам: возрастание скорости СВ, возрастание абсолютной и относительной температуры, возрастание концентрации, возрастание модуля магнитного поля, возрастание теплового и кинетического давлений, возрастание плазменного бета-параметра.

Кроме того, долготный угол прихода потока меняется на передней границе от величины  $\sim -1$  до  $\sim -1.5 \dots -2$  градуса, затем в течение области

Sheath изменяется до  $\sim +1.5 \dots 2$  градуса и на задней границе области возвращается к значениям  $\sim 0$ . Эти результаты, полученные по увеличенной вдвое выборке 1976–2017 гг, подтверждают ранее полученные результаты на интервале 1976–2000 гг. [14, 17]. Мы назвали такое поведение углов в области Sheath “интегралоподобным” [17].

Из 639 магнитных бурь с минимумом  $Dst < -50$  нТл, для которых были достаточно надежно определены их межпланетные драйверы из числа CIR, Sheath, Ejecta и MC, количество магнитных бурь, генерированных Sheath перед Ejecta с и без IS практически одинаковое (61 и 59), а для MC (для них статистика была небольшой по сравнению с Ejecta) различие более существенное (24 и 3), но оно мало на фоне полного числа бурь, генерированных этими драйверами. Таким образом, область Sheath перед ICME с и без IS генерировала 64 бури из 639, т.е. около 10%, в то время как наиболее часто употребляемый источник бурь MC генерировал 118 бурь, т.е. около 18%.

Как показывают приведенные данные, область Sheath без ударной волны IS наблюдается перед ICME практически столь же часто, как и Sheath с IS, достаточна геоэффективна и является драйвером около 10% всех бурь, для которых удалось идентифицировать межпланетный источник. Исключение из рассмотрения этого межпланетного “потерянного драйвера” магнитосферных возмущений приводит к очевидным ошибкам в изучении солнечно-земных связей.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект 16-12-10062.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г., Николаева Н.С. и др. Некоторые вопросы идентификации крупномасштабных типов солнечного ветра и их роли в физике магнитосферы // Космич. исслед. 2017. Т. 55. № 3. С. 189–200. (Cosmic Research. P. 178–189). <https://doi.org/10.7868/S0023420617030025>
2. Лодкина И.Г., Ермолаев Ю.И., Ермолаев М.Ю., Рязанцева М.О. Некоторые вопросы идентификации крупномасштабных типов солнечного ветра и их роли в физике магнитосферы. 2 // Космич. исслед. 2018. Т. 56. № 5. С. 300–309. (Cosmic Research. P. 370–381). <https://doi.org/10.1134/S0010952518050052>
3. Лодкина И.Г., Ермолаев Ю.И., Ермолаев М.Ю., Рязанцева М.О., Хохлачев А.А. Некоторые вопросы идентификации крупномасштабных типов солнечного ветра и их роли в физике магнитосферы. 3. Использование опубликованных некорректных данных // Космич. исслед. 2020. Т. 58. № 5. С. 377. <https://doi.org/10.31857/S0023420620050076>
4. Gonzalez W.D., Tsurutani B.T., Clua de Gonzalez A.L. Interplanetary origin of geomagnetic storms // Space Sci. Rev. 1999. V. 88. P. 529–562.

5. *Yermolaev Yu.I., Yermolaev M.Yu., Zastenker G.N. et al.* Statistical studies of geomagnetic storm dependencies on solar and interplanetary events: a review // *Planetary and Space Science*. 2005. V. 53/1–3. P. 189–196.
6. *Richardson I.G., Cane H.V.* Near-Earth Interplanetary Coronal Mass Ejections During Solar Cycle 23 (1996–2009): Catalog and Summary of Properties // *Sol. Phys.* 2010. V. 264. P. 189.  
<https://doi.org/10.1007/s11207-010-9568-6>
7. *Kilpua E., Koskinen H.E.J., Pulkkinen T.I.* Coronal mass ejections and their sheath regions in interplanetary space // *Living Rev. Sol. Phys.* 2017. 14:5.  
<https://doi.org/10.1007/s41116-017-0009-6>
8. *Bruce T., Tsurutani, Gurbax S. Lakhina, Rajkumar Hajar.* Space Weather Forecasting: What We Know Now and What Are the Current and Future Challenges? // *Nonlinear Processes in Geophysics. Discussion*. 2019.  
<https://doi.org/10.5194/npg-2019-38>
9. *Benacquista R., Rochel S., Rolland G.* Understanding the variability of magnetic storms caused by ICMEs // *Ann. Geophys.* 2017. V. 35. P. 147–159.  
<https://doi.org/10.5194/angeo-35-147-2017>
10. *Janvier M., Winslow R., Good S. et al.* Generic magnetic field intensity profiles of interplanetary coronal mass ejections at Mercury, Venus and Earth from superposed epoch analyses // *Space Physics*. 2019.  
<https://doi.org/10.1029/2018JA025949>
11. *Nguyen G., Aunai N., Fontaine D. et al.* Automatic Detection of Interplanetary Coronal Mass Ejections from In Situ Data: A Deep Learning Approach // *Astrophysical J.* 2019. P. 874:145.  
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab0d24>
12. *Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю.* Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2000 гг. // *Космич. исслед.* 2009. Т. 47. № 2. С. 99–113. (*Cosmic Research*. P. 81–94).  
<https://doi.org/10.1134/S0010952509020014>
13. *King J.H., Papitashvili N.E.* Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly wind and ACE plasma and magnetic field data // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 110(A2). P. A02209.  
<https://doi.org/10.1029/2004JA010804>
14. *Yermolaev Y.I., Lodkina I.G., Nikolaeva N.S., Yermolaev M.Y.* Dynamics of large-scale solar wind streams obtained by the double superposed epoch analysis // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. 2015. V. 120. № 9. P. 7094–7106.  
<https://doi.org/10.1002/2015JA021274>
15. *Yermolaev Yu.I., Nikolaeva N.S., Lodkina I.G., Yermolaev M.Yu.* Specific interplanetary conditions for CIR-, Sheath-, and ICME-induced geomagnetic storms obtained by double superposed epoch analysis // *Annales Geophysicae*. 2010. V. 28. № 12. P. 2177–2186.  
<https://doi.org/10.5194/angeo-28-2177-2010>
16. *Yermolaev Y.I., Lodkina I.G., Nikolaeva N.S., Yermolaev M.Y.* Dynamics of Large-Scale Solar-Wind Streams Obtained by the Double Superposed Epoch Analysis: 2. Comparisons of CIR vs. Sheath and MC vs. Ejecta // *Solar Physics*. 2017.  
<https://doi.org/10.1007/s11207-017-1205-1>
17. *Yermolaev Y.I., Lodkina I.G., Yermolaev M.Y.* Dynamics of Large-Scale Solar-Wind Streams Obtained by the Double Superposed Epoch Analysis: 3. Deflection of the Velocity Vector // *Solar Physics*. 2018. V. 293. P. 91.  
<https://doi.org/10.1007/s11207-018-1310-9>

УДК 520.66+523.4

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

© 2021 г. А. А. Аникин<sup>1</sup>, \*, М. В. Дьячкова<sup>1</sup>, М. Л. Литвак<sup>1</sup>, И. Г. Митрофанов<sup>1</sup>,  
М. И. Мокроусов<sup>1</sup>, С. Ю. Никифоров<sup>1</sup>, А. Б. Санин<sup>1</sup>

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

\*a.anikin@np.cosmos.ru

Поступила в редакцию 13.12.2019 г.

После доработки 03.02.2020 г.

Принята к публикации 29.05.2020 г.

В статье предложена новая концепция космического эксперимента с гамма-спектрометром на борту мобильного космического аппарата для изучения состава вещества Луны, Марса и других небесных тел без атмосферы или с тонкой атмосферой на основе метода меченых заряженных частиц галактических космических лучей. Предложенная методика позволяет практически полностью исключить фон гамма-излучения от космического аппарата, на борту которого установлен прибор, и значительно повысить пространственное разрешение при изучении элементного состава вещества вдоль траектории движения мобильного космического аппарата.

DOI: 10.31857/S0023420621010015

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно [1–6], что за 60 лет космической эры было реализовано несколько десятков экспериментов по гамма-спектральному анализу состава вещества небесных тел (Луна, Марс, Венера, Меркурий, астероиды), которые позволили определить содержание в грунте основныхородообразующих элементов и естественных радиоактивных изотопов (калия, урана и тория). За исключением экспериментов на борту автоматических станций “Венера”, все эти эксперименты проводились на орбитальных космических аппаратах. На основе данных измерений спектров гамма-лучей были построены карты распространенности естественных радиоактивных изотопов и основныхородообразующих элементов с пространственным разрешением порядка сотен километров.

В настоящее время становятся актуальными эксперименты по анализу состава вещества Луны и Марса непосредственно на поверхности с мобильных автоматических аппаратов. Это необходимо для лунных исследований для изучения распространенности элементов в потенциальных районах размещения лунной базы и также для разведки лунных ресурсов. В случае Марса детальная информация о составе вещества вдоль траектории движения марсохода позволит обнару-

жить наиболее интересные области для детального анализа его образцов бортовыми приборами. Следует отметить, что до настоящего времени эксперименты по гамма-спектральному анализу состава вещества на борту планетных мобильных аппаратов не проводились. Первой попыткой проведения активного ядерно-физического эксперимента на поверхности другого небесного тела можно считать эксперимент ДАН на борту марсохода НАСА *Curiosity*, в котором применялся метод активного нейтронного зондирования верхнего слоя марсианской поверхности [7, 8], но при этом спектр наведенного гамма-излучения не измерялся.

В настоящее время на этапе разработки находятся перспективные космические гамма-спектрометры для будущих исследовательских миссий на поверхности Луны (космические аппараты *Луна-25* и *Луна-27*, [9]) и Марса (космический проект *экзоМарс 2020*, [10]). В этих экспериментах измерения будут проводиться с борта стационарной посадочной платформы. Аналогичные эксперименты на борту мобильных аппаратов, насколько нам известно, в настоящее время не разрабатываются. Основная трудность при проведении таких экспериментов связана, во-первых, со статистической обеспеченностью измере-

ний спектров гамма-лучей и, во-вторых, с наличием локального фона этого излучения от самого космического аппарата.

Первое требование статистической обеспеченности может быть реализовано за счет увеличения размеров и повышения спектрального разрешения применяемых гамма-детекторов, или благодаря увеличению времени измерения.

В этом случае основным ограничением является допустимая масса полезной нагрузки, которую может взять на борт автоматический мобильный аппарат, а также скорость его передвижения и в целом планируемая длительность его работы. Обычно масса одного прибора на борту мобильного планетного аппарата составляет менее 10 кг, и в этих случаях для гамма-спектроскопии могут применяться сцинтилляционные детекторы с максимально высоким спектральным разрешением, работающие при нормальных температурах [11, 12]. Если для установки на борт мобильного аппарата допустим более тяжелый прибор, около 30 кг и более, то в этих случаях можно использовать более массивные полупроводниковые детекторы из высокочистого германия с системой криогенного охлаждения, которые при сопоставимых размерах чувствительного объема имеют гораздо более высокое спектральное разрешение по сравнению с самыми совершенными сцинтилляторами [13–16].

Проблема устранения локального фона представляется гораздо более сложной. Космический аппарат на поверхности небесного тела без атмосферы (Луна) или с тонкой атмосферой (Марс) подвергается воздействию галактических космических лучей (ГКЛ) и является таким же источником вторичного гамма-излучения, как и само изучаемое вещество поверхности. Его основные порообразующие элементы, как правило, также входят в состав вещества космического аппарата, и поэтому измеряемый поток фотонов в ядерных линиях гамма-лучей содержит как вклады вещества небесного тела в непосредственной окрестности аппарата (что можно рассматривать как “сигнал”), так и вклады от удаленных участков поверхности и от конструкции самого аппарата (что, в данном случае, соответствует “локальному фону”).

Для решения этой проблемы детектор гамма-лучей может быть помещен в коллиматор, который поглотит гамма-лучи от космического аппарата и от удаленных участков поверхности (пассивная коллимация) и/или также выработает сигнал для системы антисовпадения, которая исключит из регистрации отсчеты от фоновых гамма-квантов (активная коллимация). Другой метод ослабления “полного фона” основан на выносе детектора на значительное расстояние от основной массы космического аппарата. Этот метод достаточно хорошо себя заре-

комендовал для орбитальных космических аппаратов, однако его технически трудно реализовать для экспериментов непосредственно на поверхности.

Сравнительно недавно для решения проблемы “полного фона” в гамма-спектральном анализе состава планетного вещества было предложено применить метод активного нейтронного зондирования с мечеными нейтронами [17]. В этом методе применяемый импульсный нейтронный генератор имеет позиционно-чувствительный детектор альфа-частиц. Они являются вторым продуктом реакции генерации нейтронов высоких энергий  ${}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow n + \alpha$  и вылетают относительно них в противоположных направлениях. Если при построении спектра вторичных фотонов будут учитываться только те отсчеты, которые сопровождаются временной меткой регистрации альфа-частиц, то полученные с прибора данные позволяют исследовать только выделенный объем вещества, который находится в выделенном телесном угле противоположном направлениям регистрируемых альфа-частиц. Очевидной технической трудностью практической реализации этого метода является необходимость применения импульсного нейтронного генератора с достаточно сложной конструкцией, включающей детектор меченных альфа-частиц.

Ниже обсуждается новая концепция гамма-спектрометра для космического аппарата на поверхности Луны, в котором проблема устранения “локального фона” и выделения “сигнала” решается методом меченых ГКЛ [18]. Физическая идея метода состоит в том, что регистрируемые гамма-лучи от локального объема вещества поверхности сопровождаются метками от заряженных частиц ГКЛ, которые попали в этот объем. Включив в состав гамма-спектрометра дополнительный детектор для регистрации этих частиц, можно будет обеспечить меткой совпадения те гамма-фотоны, которые образовались в выделенном локальном объеме в окрестности космического аппарата. Такой прибор можно назвать космическим гамма-спектрометром с метками от галактических космических лучей КГС-МГКЛ.

## 2. ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ НЕБЕСНОГО ТЕЛА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ГКЛ: ПОЛНОЕ И РАННЕЕ АЛЬБЕДО ПОВЕРХНОСТИ

Поток заряженных частиц ГКЛ на поверхности Луны в период средней фазы солнечного цикла 550 МВ составляет около  $f_{\text{ГКЛ}} = 3.1 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  [19]. Численное моделирование альbedo поверхности Луны в гамма-лучах под воздействием такого потока ГКЛ позволяет получить оценки полного числа фотонов гамма-лучей  $\eta_{\text{пол}}$  в спектральном

диапазоне 0.1–10.0 МэВ в пересчете на 1 частицу ГКЛ (состав лунного вещества принимался в соответствии с моделью FAN, [20]). Эти оценки соответствуют  $\eta_{\text{пол}} = 5.3$  фотона за все время послесвечения после воздействия на вещество одиночной частицы ГКЛ (так называемое полное динамическое альbedo). Процесс послесвечения включает генерацию гамма-лучей в реакциях раскола ядер вещества с образованием нейтронов, в реакциях неупругого рассеяния нейтронов или частиц ГКЛ на ядрах порообразующих элементов, в реакциях захвата замедлившихся нейтронов этими ядрами и также в реакциях распада образовавшихся радиоактивных изотопов.

С учетом физических особенностей процесса послесвечения можно ввести понятие раннего динамического альbedo, которое соответствует гамма-лучам, испущенным веществом за время до 100 нс непосредственно после воздействием на него отдельной частицы ГКЛ в реакциях раскола и неупругого рассеяния. Расчеты показали, что раннее альbedo соответствует  $\eta_{\text{ран}} = 2.1$  фотону в пересчете на одну частицу ГКЛ, то есть отношение потоков гамма-лучей для раннего и полного альbedo лунной поверхности составляет  $\lambda = \eta_{\text{ран}}/\eta_{\text{пол}} = 0.4$ . Таким образом, если поток полного альbedo гамма-лучей лунного вещества составляет  $f_{\text{па}} = \eta f_{\text{ГКЛ}} \approx 16 (\eta/5.3) (f_{\text{ГКЛ}}/3.1 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}) \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , то поток фотонов раннего альbedo, которые генерируются в течение 100 нс после воздействия частиц ГКЛ, составляет  $f_{\text{ра}} = \lambda \eta f_{\text{ГКЛ}} \approx 6(\lambda/0.4)(\eta/5.3) (f_{\text{ГКЛ}}/3.1 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}) \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

Спектральный состав гамма-лучей для полного и раннего альbedo существенно различается. В первом случае в спектре присутствуют ядерные линии от всех реакций и процессов, происходящих в веществе небесного тела под воздействием ГКЛ (см. выше). Во втором случае вклад с спектр вносят только те реакции, которые происходят в интервале до 100 нс после попадания энергичной заряженной частицы вещество – в этом случае ядерное гамма-излучение связано только с расколом ядер под воздействием ГКЛ и с реакциями неупругого рассеяния частиц ГКЛ и быстрых вторичных нейтронов на ядрах порообразующих элементов.

Ниже показано, что метод “меченых космических лучей” позволяет изучать спектры излучения ядер только для гамма-лучей раннего альbedo, что вполне достаточно для оценки состава вещества с борта стационарного или мобильного космического аппарата на поверхности Луны или Марса.

### 3. КОНЦЕПЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА КГС-МГКЛ ПО ГАММА-СПЕКТРОСКОПИИ НА БОРТУ МОБИЛЬНОГО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Прибор КГС-МГКЛ состоит из детектора гамма-лучей (ДГЛ), детектора галактических космических лучей (ДГКЛ) и блока электроники (БЭ). Упрощенный вариант реализации эксперимента с таким прибором схематично представлен на рис. 1. ДГЛ расположен на борту мобильного аппарата на небольшой высоте над поверхностью небесного тела. Этот детектор может быть создан с применением современных сцинтилляционных кристаллов с относительно большой эффективностью и высоким спектральным разрешением. В качестве примера такого сцинтиллятора можно назвать кристалл  $\text{CeBr}_3$  [11].

Условие регистрации излучения ядерной линии с поверхности небесного тела соответствует условию прозрачности вещества от точки излучения до детектора, так как даже однократное рассеяние фотона изменяет его энергию и переводит из линии в континуум. Поэтому длина свободного пробега  $L$  для фотона гамма-линии в веществе определяет характерный линейный масштаб объема вещества под мобильным аппаратом, из которого выходит излучение ядерной линии. Его можно назвать “объемом прозрачности”  $W_{\text{пр}}$  для гамма-линии с заданной энергией. Линейный размер этого объема вдоль поверхности определяет физический предел для пространственного разрешения гамма-спектрального анализа состава вещества при измерениях с поверхности небесного тела. На рис. 1 схематично показана граница объема прозрачности, от которого в ДГЛ регистрируется поток гамма-лучей с поверхности небесного тела. Следует отметить, что вклад в полный темп счета гамма-квантов в ДГЛ также вносит вторичное излучение от массы космического аппарата, что не позволяет достоверно исследовать состав тех элементов вещества поверхности, которые также входят в состав вещества элементов конструкции аппарата.

ДГКЛ представляет собой две плоские пластины из сцинтиллятора, расположенные параллельно поверхности друг над другом (рис. 1). Такой вариант конструкции ДГКЛ позволяет на основе применения схемы совпадения отсчетов в двух плоских сцинтилляторах ограничить телесный угол на небесной сфере, из которого приходят заряженные частицы ГКЛ, производящие гамма-фотоны в части “объема прозрачности” (рис. 1). Этот объем можно определить, как “объем исследования”  $W_{\text{исс}} = \delta W_{\text{пр}}$ , где параметр  $\delta$  определяет его долю относительно “объема прозрачности”. Линейный размер этих объемов по глубине одинаков и определяется длиной пробега гамма-излучения в грунте. Поэтому уменьшение

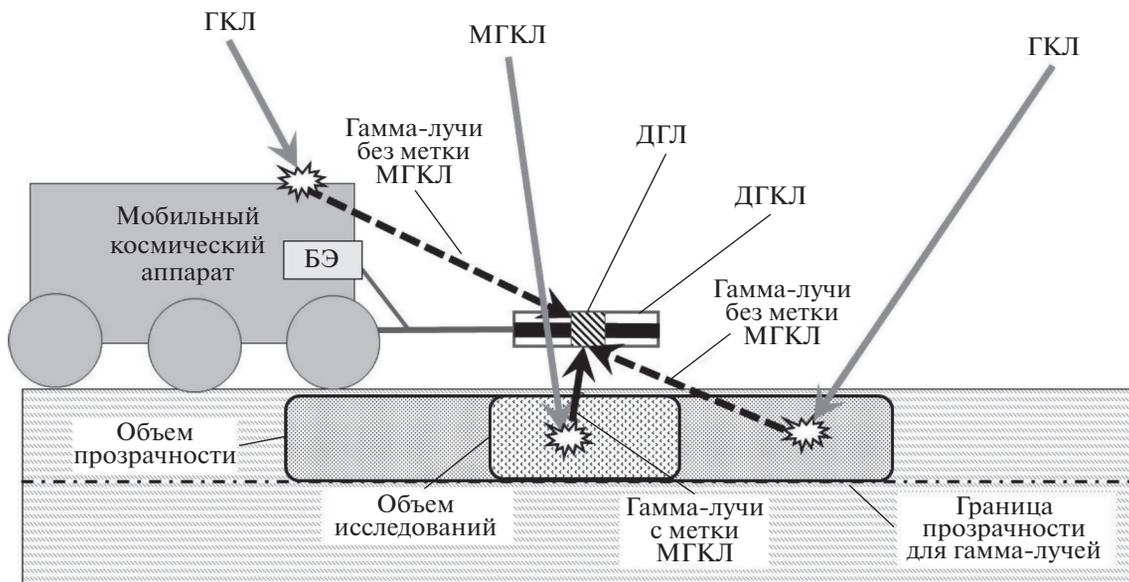


Рис. 1. Схема концепции эксперимента с космическим гамма-спектрометром с применением метода меченых космических лучей на борту мобильного аппарата на поверхности небесного тела.

объема  $W_{исс}$  относительно  $W_{пр}$  связано в первом приближении с уменьшением площади  $S_{исс}$  “пятна исследования” на поверхности, которая определяется размером телесного угла для меченых ГКЛ. По порядку величины  $S_{исс} = \delta S_{пр}$  (рис. 1), поэтому варьируя геометрические параметры ДГКЛ можно изменять величину параметра  $\delta$ , тем самым изменять пространственное разрешение измерений элементного состава вещества поверхности.

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

Таким образом, принцип работы КГС-МГКЛ состоит в отборе гамма-фотонов, испущенных из “объема изучения” под поверхностью небесного тела по факту совпадения моментов их регистрации с отсчетами от ГКЛ.

Ниже для оценок чувствительности метода “меченых космических лучей” используются следующие характерные параметры прибора КГС-МГКЛ: эффективная площадь ДГКЛ  $10^3 \text{ см}^2$ ; эффективная площадь ДГЛ  $10^2 \text{ см}^2$ ; параметр  $\delta = 0.3$ ; критерий совпадения для отсчетов в ДГКЛ и в ДГЛ определяется промежутком времени между ними  $\tau$  менее 100 нс.

#### 4. ОЦЕНКИ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТА КГС-МГКЛ НА БОРТУ ПЕРСПЕКТИВНОГО МОБИЛЬНОГО АППАРАТА НА ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Ниже в качестве примера обсуждаются условия реализации эксперимента с КГС-МГКЛ на поверхности Луны. Полученные результаты легко переносятся на другие небесные тела без атмосферы или с тонкой атмосферой.

##### 4.1. Оценка величины “сигнала” от ядерных гамма-линий для прибора КГС-МГКЛ

Фотоны гамма-лучей раннего альbedo с меткой ГКЛ (МГКЛ) излучаются участком поверхности  $S_{исс}$ , который со стороны неба перекрыт детектором ДГКЛ. Поток таких фотонов составляет долю  $\delta$  от полного потока фотонов раннего альbedo от всего участка поверхности  $S_{пр}$ , с которого в детектор ДГЛ попадает основная доля гамма-излучения от поверхности Луны. Соответственно, темп счета фотонов детектором ДГКЛ с МГКЛ для раннего альbedo от поверхности Луны составит

$$F_{ра} = \delta f_{ра} S_{ДГЛ} \approx 200 (\lambda/0.4) (\eta/5.3) (\delta/0.3) \times (f_{ГКЛ}/3.1 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}) (S_{ДГЛ}/10^2 \text{ см}^2) \text{ с}^{-1}. \quad (1)$$

Полная статистика отсчетов от фотонов, которые сопровождаются МГКЛ за характерное время наблюдений 1 мин, составит

$$N_{сигнал} = F_{ра} t_{набл} \approx 10^4 (\lambda/0.4) (\eta/5.3) (\delta/0.3) \times (f_{ГКЛ}/3.1 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}) (S_{ДГЛ}/10^2 \text{ см}^2) (t_{набл}/1 \text{ мин}). \quad (2)$$

**Таблица 1.** Оценки числа фотонов ядерных гамма-линий основных породообразующих элементов лунного грунта для вариантов состава FAN и A11 для измерения продолжительностью 1 мин прибором КГС-МГКЛ (погрешности указаны как статистические флуктуации числа фотонов в линиях)

Гамма-линия конкретного элемента	Поток фотонов на одну частицу ГКЛ, см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>		Количество фотонов, приходящих в ДГЛ за 1 мин		Разница интенсивностей линий (в скобках приведена статистическая значимость)
	FAN	A11	FAN	A11	
<sup>48</sup> Ti 983.5 кэВ	$2.48 \cdot 10^{-4}$	$4.97 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \pm 1.5$	$50.0 \pm 7$	$47.5 \pm 7$ (6.8σ)
<sup>27</sup> Al 1014.4 кэВ	$7.04 \cdot 10^{-3}$	$2.98 \cdot 10^{-3}$	$70.0 \pm 8.5$	$30.0 \pm 5.5$	$40 \pm 10$ (4.0σ)
<sup>56</sup> Fe 1238.3 кэВ	$1.94 \cdot 10^{-4}$	$1.90 \cdot 10^{-3}$	$1.9 \pm 1.4$	$19.0 \pm 4.4$	$17 \pm 4.5$ (3.8σ)
<sup>24</sup> Mg 1368.6 кэВ	$1.17 \cdot 10^{-3}$	$6.93 \cdot 10^{-3}$	$11.7 \pm 3.5$	$69.3 \pm 21$	$57.6 \pm 9.0$ (6.4σ)
<sup>28</sup> Si 1779.0 кэВ	$2.60 \cdot 10^{-2}$	$2.78 \cdot 10^{-2}$	$260 \pm 16$	$278 \pm 16.4$	$18 \pm 23$ (0.8σ)
<sup>16</sup> O 6128.6 кэВ	$1.87 \cdot 10^{-2}$	$1.87 \cdot 10^{-2}$	$187 \pm 14$	$187 \pm 14$	$0 \pm 19$

#### 4.2. Оценка статистической обеспеченности ядерных линий для гамма-лучей “раннего альbedo”

Численное моделирование эксперимента КГС-МГКЛ позволило рассчитать энергетические спектры для отсчетов от гамма-лучей, которые генерируются в течение 100 нс после воздействия каждой единичной частицы ГКЛ на вещество. Представленные результаты расчетов соответствуют составу лунного реголита FAN, соответствующего лунным высокогорьям [20] и составу реголита в месте посадки экспедиции *Apollo 11* в юго-западном районе Моря Спокойствия. Данные типы лунных грунтов максимально различаются по содержанию магния, алюминия, железа и титана, при практически равных концентрациях кремния и кислорода (см. табл. 1). Распределение фотонов по энергии в рассчитанных спектрах отнормировано на одну частицу ГКЛ. Для того, чтобы определить полную статистику отсчетов в конкретной ядерной линии, следует умножить представленную величину ее относительной интенсивности на полную статистику отсчетов от фотонов, зарегистрированных за время наблюдения (см. (2)).

В табл. 1 приведены оценки статистики отсчетов для этих линий при измерениях в течение 1 мин. Видно, что за это время на основе данных измерений линий магния, алюминия, железа и титана можно обнаружить изменение состава вещества между типами FAN и A11. Следует отметить, что интенсивности линий кремния и кислорода при сравнении этих типов реголита не меняются — их можно использовать в качестве реперных величин для внесения нормировочных поправок, учитывающих временные вариации потока ГКЛ.

Полученные в расчетах результаты подчеркивают преимущества методики измерений спектра гамма-лучей с учетом меток регистрации МГКЛ галактических космических лучей. Действитель-

но, такие элементы как магний, алюминий, железо и титан практически наверняка должны входить в состав вещества космического аппарата и поэтому ядерные линии излучения от этих элементов будут присутствовать в полном спектре гамма-лучей. Благодаря применению методики меченых ГКЛ вклад этих линий в спектр излучения поверхности будет практически полностью исключен (см. ниже раздел 4.3).

Очевидно, что наиболее ярко различие между двумя типами реголита FAN и A11 проявляется в линиях титана и магния — при экспозиции в течение 1 мин изменение интенсивности линий этих элементов имеет значимость на уровне 6–7 стандартных отклонений. Это означает, что в принципе при заданных параметрах прибора КГС-МГКЛ время экспозиции можно уменьшить до 15 с, и при этом изменение интенсивности все еще будет измеряться на уровне значимости около 3-х стандартных отклонений. При измерениях с борта движущегося мобильного аппарата такое время экспозиции будет соответствовать расстоянию, пройденному за 15 с. При движении аппарата со скоростью 12 м в минуту это расстояние равно 3 м.

В данных оценках “объем исследования”, в котором генерируются ГЛ с МГКЛ, составляет долю  $\delta = 0.3$  от полного “объема прозрачности” приповерхностного слоя, в котором генерируются все регистрируемые прибором гамма-кванты (см. (2)). Если принять, что полный размер излучающего пятна составляет около 5–6 м, то для параметра  $\delta = 0.3$  размер при использовании методики меченых ГКЛ должен уменьшиться в 1.7 раз и составить около 3 м. Таким образом, в рассмотренном случае физическое разрешение при измерениях переменности типа реголита прибором КГС-МГКЛ будет соответствовать параметрам его чувствительности при заданной скорости передвижения.

4.3. Оценки “фона” от космического аппарата и всей окружающей поверхности при измерении ядерных гамма-линий прибором КГС-МГКЛ

Очевидно, что детектор ДГЛ на поверхности Луны будет регистрировать все гамма-лучи, возникающие в “объеме прозрачности” вещества под воздействием ГКЛ. Для представленной выше оценки потока полного альбеда гамма-лучей от всей видимой лунной поверхности темп счета в детекторе ДГЛ с эффективной площадью  $10^2 \text{ см}^2$  составит  $F_{\text{па}} = f_{\text{па}} S_{\text{ДГЛ}} \approx 1.6 \cdot 10^3 (\eta/5.3) (f_{\text{ГКЛ}}/3.1 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}) \times (S_{\text{ДГЛ}}/10^2 \text{ см}^2) \text{ с}^{-1}$ . К этой величине следует добавить отсчеты от регистрации наведенного гамма-излучения от находящегося вблизи детектора ДГЛ космического аппарата. Для простоты можно предположить, что вклад аппарата в темп счета сопоставим с вкладом всей поверхности, и таким образом полный суммарный темп счета в ДГЛ составляет около  $F_{\text{полн}} \approx 2F_{\text{па}} = 3.2 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ .

Очевидно, что в качестве отсчетов фона при измерениях прибором КГС-МГКЛ будет выступать та доля отсчетов от суммарного потока гамма-лучей, которые случайно совпадут по времени регистрации с моментами регистрации ГКЛ в ДГКЛ. Эти отсчеты будут в принципе неотличимы от “меченых” отсчетов от гамма-лучей из “объема исследования”. Величину этого “фона” можно оценить, как число случайных совпадений отсчетов ДГЛ и ДГКЛ.

Для приведенной выше оценки потока ГКЛ около  $3.1 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  темп счета заряженных частиц в ДГКЛ составит около  $F_{\text{ГКЛ}} = f_{\text{ГКЛ}} S_{\text{ДГКЛ}} = 3.1 \cdot 10^3 \times (f_{\text{ГКЛ}}/3.1 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}) (S_{\text{ДГКЛ}}/10^3 \text{ см}^2) \text{ с}^{-1}$ .

Каждому отсчету в ДГКЛ соответствует интервал времени совпадения  $\tau = 100 \text{ нс}$ , в течение которого регистрация любого гамма-кванта в ДГЛ будет рассматриваться, как детектирование фотона из “объема исследования” вещества поверхности. Суммарная доля времени в течение 1 с, за которое может произойти случайное совпадение отсчета в ДГЛ от фотона испущенного за пределами “объема исследования” и отсчета от ГКЛ в ДГКЛ составляет  $\tau \cdot F_{\text{ГКЛ}} \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ . Отсюда следует оценка для темпа счета фотонов “фона”, сопровождаемых меткой регистрации частицы МГКЛ:

$$F_{\text{фон}} = \tau F_{\text{ГКЛ}} F_{\text{полн}} = 2\tau \eta f_{\text{ГКЛ}} S_{\text{ДГКЛ}} S_{\text{ДГЛ}} \approx 1 (\tau/100 \text{ нс}) (\eta/5.3) (f_{\text{ГКЛ}}/3.1 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1})^2 \times (S_{\text{ДГКЛ}}/10^3 \text{ см}^2) (S_{\text{ДГЛ}}/10^2 \text{ см}^2) \text{ с}^{-1} \quad (3)$$

Сопоставление оценок (1) и (3) показывает, что при измерениях с применением метода “меченых космических лучей” темп счета от фотонов “фона” пренебрежимо мал по сравнению с темпом счета фотонов “сигнала”. Можно ввести величину среднего времени регистрации отсчетов

ГКЛ в детекторе ДГКЛ, как  $\langle t \rangle = 1/F_{\text{ГКЛ}} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ . Тогда отношение “сигнал”/“фон” можно представить в виде:

$$\text{“сигнал”/“фон”} = F_{\text{ра}} / (\tau F_{\text{ГКЛ}} F_{\text{полн}}) = \delta \lambda \langle t \rangle / 2\tau \approx 2 \cdot 10^2 (\delta/0.3) (100 \text{ нс}/\tau) \quad (4)$$

Очевидно, что уменьшение доли телесного угла для детектора ДГКЛ, в котором находится изучаемая область поверхности, покрытая ДГКЛ, приводит к уменьшению отношения “сигнал”/“фон”. Отношение (4) также существенно зависит от величины времени совпадения  $\tau$ , которое в данном случае было выбрано равным 100 нс. Его увеличение уменьшает данное отношение и не представляется целесообразным. Выбранная величина  $\tau$  вполне соответствует характеру ядерно-физических процессов в веществе при воздействии на него энергичных заряженных частиц.

ВЫВОДЫ

Среди основных пороодообразующих элементов планетного вещества присутствуют такие элементы, как алюминий, магний, титан, железо и др., которые также входят в состав вещества аппарата. Поэтому основным преимуществом измерений состава поверхности небесного тела прибором КГС-МГКЛ является возможность исключить вклад фонового излучения от космического аппарата, на борту которого установлен этот прибор.

Особый интерес представляют измерения с прибором КГС-МГКЛ на борту мобильного исследовательского аппарата. Детектор космических лучей, в котором вырабатывается метка для отбора отсчетов от гамма-квантов, определяет размер области на поверхности, с которой излучаются меченые фотоны. Этот размер может составлять от 2–3 м до десятков сантиметров. При перемещении мобильного аппарата происходит “сканирование” изучаемой поверхности с пространственным разрешением, которое соответствует размеру области меченных ГКЛ. Очевидно, что уменьшение темпа счета фотонов при сокращении размера этой области должно компенсироваться соответствующем увеличением суммарного времени экспозиции.

Немаловажным преимуществом прибора КГС-МГКЛ является его относительно небольшая масса по сравнению с гамма-спектрометром, узкое поле зрения которого обеспечивается активной или пассивной коллимацией гамма-лучей. При сопоставлении двух вариантов гамма-спектрометров с аналогичными чувствительностями и пространственным разрешением масса прибора КГС-МГКЛ оказывается в разы меньше.

Космический прибор на основе применения методики меченных ГКЛ предполагается применять в будущих проектах по изучению элементно-

го состава вещества Луны, Марса и других небесных тел с тонкими атмосферами или без атмосфер. Он также сможет найти применение в проектах по разведке космических природных ресурсов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lawrence D.J., Feldman W.C., Barraclough B.L. et al.* Global elemental maps of the Луны: The Lunar Prospector Gamma-Ray Spectrometer // *Science*. 1998. V. 281. P. 1484–1489.
2. *Kobayashi S. et al.* Determining the Absolute Abundances of Natural Radioactive Elements on the Lunar Surface by the Kaguya Gamma-ray Spectrometer // *Space Science Reviews*. 2010. № 154. P. 193–218.
3. *Evans L.G., Reedy R.C., Starr R.D. et al.* Analysis of gamma ray spectra measured by Марса Odyssey // *J. Geophysical Research: Planets*. 2006. V. 111. E03S04.
4. *Evans L.G., Peplowski P.N., Rhodes E.A. et al.* Major-element abundances on the surface of Mercury: Results from the MESSENGER Gamma-Ray Spectrometer // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2012. V. 117. E00L07.
5. *Surkov I.A.* Geochemical studies of Venus by Venera 9 and 10 automatic interplanetary stations. Lunar Science Conference, 8th, Houston, Tex., March 14–18. 1977. Proceedings. V. 3. (A78-41551 18-91). P. 2665–2689.
6. *Prettyman T.H. et al.* Dawn's Gamma Ray and Neutron Detector // *Space Science Reviews*. 2011. V. 163. P. 371–459.
7. *Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Barmakov Yu.I. et al.* Experiment for measurements of Dynamic Albedo of Neutrons (DAN) onboard NASA's Марса Science Laboratory // *Space Science Reviews*. 2012. V. 170. Issue 1–4. P. 559–582.
8. *Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Barmakov Yu.N. et al.* The Dynamic Albedo of Neutrons (DAN) Experiment NASA's 2009 Марса Science Laboratory // *Astrobiology*. 2008. V. 8. № 3. P. 605–612.
9. *Golovin D.V. et al.* Neutron activation analysis on the surface of the Луны and other terrestrial planets, 40th COSPAR Scientific Assembly. Held 2–10 August 2014. Moscow, Russia. Abstract B0.1-43-14.
10. *Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Nikiforov S.Y. et al.* The ADRON-RM Instrument Onboard the ЕхoМарса Rover // *Astrobiology*. 2017. V. 17. Issue 6–7. P. 585–594.
11. *Quarati F.G.A., Dorenbos P., van der Biezen J. et al.* Scintillation and detection characteristics of high-sensitivity CeBr<sub>3</sub> gamma-ray spectrometers // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* 2013. A 729. P. 596–604.
12. *Kozyrev A., Mitrofanov I., Owens A. et al.* A comparative study of LaBr<sub>3</sub>(Ce<sup>3+</sup>) and CeBr<sub>3</sub> based gamma-ray spectrometers for planetary remote sensing applications // *Rev. Sci. Instrum.* 2016. V. 87. P. 085112.
13. *Boynton W.V., Feldman W.C., Mitrofanov I.G. et al.* The Mars Odyssey Gamma-Ray Spectrometer Instrument Suite // *Space Sci. Rev.* 2004. V. 110. P. 37–83.
14. *Goldsten J.O. et al.* The MESSENGER gamma-ray and neutron spectrometer // *Space Sci. Rev.* 2007. V. 131. P. 339–391.
15. *Hasebe N. et al.* Gamma-ray spectrometer (GRS) for lunar polar orbiter SELENE // *Earth Planets Space*. 2008. V. 60. P. 299–312.
16. *Golovin D.V., Litvak M.L., Mitrofanov I.G. et al.* Comparison of sensitivities of semiconductor (HPGe) and scintillation (CeBr<sub>3</sub>) detectors in the measurement of gamma spectra induced by neutrons in the model of planetary soil // *Phys. Part. Nuclei Lett.* 2018. V. 15. P. 524–530.
17. *Litvak M.L., Barmakov Y.N., Belichenko S.G. et al.* Associated particle imaging instrumentation for future planetary surface missions // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* 2019. A A922.
18. *Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Nikiforov S.Y. et al.* Cosmic gamma-ray spectrometer with tagged charged particles of Galactic Cosmic Rays // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*
19. *McCinney G.W., Lawrence D.J., Prettyman T.H. et al.* MCNPX benchmark for cosmic ray interactions with the Луны // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2006. V. 111. E06004.
20. *Lawrence D.J., Feldman W.C., Elphic R.C. et al.* Improved modeling of Lunar Prospector neutron spectrometer data: Implications for hydrogen deposits at the lunar poles // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. E08001.

УДК 523.68:519.2

## РЕТРОСПЕКТИВА ПРОБЛЕМЫ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА. Ч. 2. МОНИТОРИНГ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА ЕСТЕСТВЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ В ОКОЛОЗЕМНОМ ПРОСТРАНСТВЕ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ МЕТЕОРНОЙ АСТРОНОМИИ

© 2021 г. В. В. Миронов<sup>1</sup>\*, А. К. Муртазов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Рязанский государственный радиотехнический университет, г. Рязань, Россия

<sup>2</sup>Рязанский государственный университет, г. Рязань, Россия

\**mironov1.v.v@rsreu.ru*

Поступила в редакцию 13.10.2019 г.

После доработки 13.10.2019 г.

Принята к публикации 16.01.2020 г.

Проведен обзор публикаций по проблемам мониторинга засорения околоземного космического пространства естественным космическим мусором, в том числе опасными метеороидами методами оптической метеорной астрономии. Анализируются как методы наблюдения, так и методы оценки опасности от естественного космического мусора для космических аппаратов.

DOI: 10.31857/S0023420621010064

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования содержания тел естественного происхождения в околоземном космическом пространстве (ОКП) и метеорных потоках в последнее время приобрели актуальность в связи с проблемой экологической опасности от космических тел [1]. Кроме того, исследования распределения риска соударения метеороидов размерами более 1 мм с космической техникой исключительно важны для долгосрочного прогноза развития космических исследований с точки зрения безопасности космонавтов и сохранности космической техники, а также проблем экологии околоземного пространства [2]. Наблюдения метеоров координируются Международным метеорным обществом (ИМО – International Meteor Organization), которое недавно отметило свое 30-летие. Одним из методов мониторинга естественного загрязнения околоземного пространства является оптический метод метеорной астрономии.

Настоящая обзорная статья вобрала в себя анализ большого числа работ, в ней представлена ретроспектива методик мониторинга опасных метеороидов в метеорных потоках в околоземном пространстве оптическими средствами. Проанализированы параметры широкоугольной оптической ПЗС-системы для проведения мониторинга опасных метеороидов, искусственных спутников Земли и различных явлений на низких околозем-

ных орбитах, анализируются экспериментальные оценки средней пространственной плотности опасных метеороидов в метеорном потоке Персеиды в период действия этого потока на протяжении длительного промежутка времени, оценены метеороидные риски основных метеорных потоков по данным их 10-летнего мониторинга, разработаны модели оценки риска опасных соударений космической техники с метеороидами в околоземном пространстве, разработаны оригинальные методики расчета средних значений метеороидного риска для КА с различными параметрами орбиты и решены другие актуальные вопросы.

Все обозначения стандартны для рассматриваемых задач, при необходимости их описание можно найти в фундаментальных работах [3, 4].

### 2. РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ОПТИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА ЗАСОРЕНИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО ПРОСТРАНСТВА

В астрономической обсерватории Рязанского госуниверситета имени С.А. Есенина при математическом сопровождении Лаборатории системного анализа Рязанского государственного радиотехнического университета разработаны широкоугольная оптическая система для мониторинга засорения ОКП космическим мусором естественного и техногенного происхождения на

основе ПЗС-камеры в качестве приемника излучения и математические методы обработки информации [3–8].

Цель исследований: мониторинг метеороидной опасности, контроль потоков естественных и техногенных тел в околоземном пространстве для оценки их опасности для космической техники и экологического состояния ОКП.

Задачи исследований: – мониторинг метеорных потоков, ИСЗ и космического мусора в ОКП оптическими средствами; – учет источников засорений в базах данных, сбор, обработка, обобщение и хранение в базах данных информации об экологической обстановке в ОКП; – моделирование и на основе этого прогноз экологической обстановки и метеороидного риска в ОКП.

Базовая камера для метеорных исследований. Наиболее доступной на настоящий момент оказалась система, основанная на черно-белой телевизионной камере КРС-650ВН фирмы “КТ&С” (Корея), снабженной 1.3" матрицей SONY ICX-249AL EX-View, и камере Wat-902Н с 1.2" матрицей того же типа. Подобные недорогие камеры фирмы Watec с электронными матрицами ICX-249AL нашли широкое применение в системах метеорного мониторинга во всем мире.

В работе [7, 9] в качестве приемника излучения использована оптическая система для мониторинга засорения ОКП космическим мусором естественного и техногенного происхождения на основе ПЗС-камеры Watec-902. Комбинация камер Watec с различными объективами позволяет решать различные задачи. Системы с широкоугольными объективами позволяют проводить all-sky-мониторинг нестационарных явлений на небесной сфере. Системы с полями зрения  $50^\circ$ – $60^\circ$  используются нами для базисных наблюдений метеоров.

Комбинация камеры Watec с объективом Helios-40 ( $F = 85$  мм,  $1 : 1.5$ ) дает небольшое поле зрения с хорошей проникающей способностью (до  $11$ – $12^m$  в режиме сложения кадров), что позволяет использовать ее для наблюдений ярких астероидов [8].

Приведем результаты исследования параметров этих камер в условиях регистрации предельно малых световых потоков применительно к мониторингу объектов в околоземном пространстве.

Спектральные характеристики. Максимум спектральной чувствительности черно-белых камер SONY находится в желто-зеленой области спектра, а полоса чувствительности близка к визуальной полосе V системы Джонсона.

Сводные характеристики [10] показывают, что полоса пропускания ПЗС-камер SONY значительно шире, нежели V. В работе произведены измерения спектральной чувствительности системы, состоящей из камеры КРС-960ВН с матрицей ICX-249AL, объективов SSE0612NI F1.2, T2314 и набора абсорбционных стеклянных фильтров. Для фильтров СС-4, ЗС-8, ОС-14 получены кривые, наиболее близкие к кривым реакции системы BVR.

**Объективы.** Размер ПЗС-ячеек является основным параметром, определяющим требование к разрешающей способности объектива. Другим таким параметром может явиться требование по обеспечению работы матрицы в условии световой перегрузки, которое будет рассмотрено ниже. Для 1.2 дюймовой матрицы SONY размер пиксела составляет  $8.6 \times 8.3$  мкм (типичное значение для 1.2 дюймовых матриц –  $8.5 \times 8.5$  мкм).

Следовательно, объектив должен иметь разрешение лучше, чем  $1/8.3 \cdot 10^{-3} = 120$  линий (60 пар) на мм. Для объективов, сделанных под 1.3-дюймовые матрицы, это значение должно быть еще выше. Отсюда следует, что объективы для матриц меньшего размера не подходят к большим матрицам из-за существенно ухудшающихся характеристик на краях больших матриц. В то же время объективы для больших матриц могут ограничить разрешение изображений, получаемых с меньших матриц.

Следует отметить, что чем широкоугольней система, тем более реальные результаты получаются для ярких метеоров ввиду неравномерности их распределения в пространстве.

Объектив ПЗС-камеры собирает изображение объекта на небесной сфере с координатами  $(\alpha, \delta)$  на ПЗС-матрице в точке  $P$  с координатами  $(X, Y)$ .

Соотношения между  $(\alpha, \delta)$  и  $(X, Y)$  представляются как

$$\begin{aligned} p \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_0) &= F \cos \delta_0 - FY \sin \delta_0, \\ p \cos \delta \sin(\alpha - \alpha_0) &= -FX, \\ p \sin \delta &= F \sin \delta_0 - FY \cos \delta_0, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$p = F / \cos \varphi = F / \cos \delta_0 \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_0). \quad (2)$$

Здесь  $F$  – фокусное расстояние объектива камеры,  $\varphi$  – угловое расстояние объекта от луча зрения (оси объектива),  $(\alpha_0, \delta_0)$  – координаты центра матрицы.

Решение (1), (2) для сферических координат объекта имеет вид

$$\alpha = \alpha_0 + \operatorname{arctg} \left\{ \frac{-X}{\cos \delta_0 - Y \sin \delta_0} \right\},$$

$$\delta = \operatorname{arcsin} \left\{ \frac{\sin \delta_0 + Y \cos \delta_0}{\sqrt{1 + X^2 + Y^2}} \right\}. \quad (3)$$

Обратное преобразование, получаемое из этих выражений, имеет вид

$$X = -\frac{\cos \delta \sin(\alpha - \alpha_0)}{\cos \delta_0 \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_0) + \sin \delta_0 \sin \delta},$$

$$Y = -\frac{\sin \delta_0 \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_0) - \cos \delta_0 \sin \delta}{\cos \delta_0 \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_0) + \sin \delta_0 \sin \delta}. \quad (4)$$

Все широкоугольные объективы в той или иной степени имеют, главным образом, отрицательную (подушкообразную), причем с уменьшением фокусного расстояния объектива искажения возрастают. Приемлемую дисторсию для 1.3" и 1.2" матриц имеют объективы с фокусными расстояниями больше 6–12 мм.

В работе [2] в качестве приемника излучения приведены результаты определения дисторсии для системы с широкоугольным 12-мм объективом и для сравнения показана дисторсия для 6-мм объектива. Одним из основных в данной системе явился объектив для охранных камер Computar T2314FICS-3 с фокусным расстоянием 2.3 мм и отверстием 1 : 1.4. Он предназначен для работы именно с камерами 1.3 дюйма с CS-mount, имеет поле зрения 113.3 · 86.3 градуса (137.9 по диагонали). При этом диаметр апертуры у него 22.8 мм.

Общие фотометрические характеристики системы. Учет атмосферной экстинкции представлен в работе [10]. Для решения задачи необходимо:

- наличие вторичных фотометрических стандартов в системе BVR;
- измерение большого числа звезд-стандартов при хороших фотометрических условиях;
- решение системы условных уравнений относительно искомым коэффициентов связи систем и одновременно коэффициентов экстинкции;
- для низкоорбитальных ИСЗ есть возможность использовать для этих целей фотометрический каталог ГАИШ, адаптированный НАТО в SKY2000, измеряя стандарты непосредственно в процессе сопровождения ИСЗ и используя их для вычисления экстинкции; – ошибки измерения блеска составляют в этом случае 0.1–0.2<sup>m</sup> в полосе *V*.

Для случая широкополосной фотометрии с малым количеством стандартных звезд экстинк-

ция определялась непосредственно на каждом измеряемом кадре путем сравнения яркости наблюдаемых звезд с ожидаемой вычисленной яркостью для случая отсутствия поглощения.

В этом случае одновременно учитывается неравномерность попиксельной чувствительности матрицы по ее площади

**Методика ПЗС-фотометрии.** В работе [4] представлена зависимость “блеск-диаметр изображения звезд” для объектива *F* = 200 мм с камерой Wat-902H. Аппроксимация зависимости “блеск-диаметр” дает предельные величины при диаметре изображения 1 пиксел для звезд класса А – 12.75<sup>m</sup> (при стандартном отклонении 0.25<sup>m</sup>), *F* – 11.8<sup>m</sup> (0.14<sup>m</sup>); К – 12.0<sup>m</sup> (0.24<sup>m</sup>); В – 14.8<sup>m</sup> (отклонение 0.24<sup>m</sup>).

Сопоставимые результаты для различных фотографических объективов с матрицами других классов получены на астрономической обсерватории Одесского университета [6, 12]. Здесь же представлены средние значения предельных величин звезд для композитных изображений, полученные для различных объективов.

В [4] представлены также результаты измерения распределения яркости изображений звезд различного блеска на единичных фреймах, выбранных из avi-файлов, полученных системой ПЗС-камера КРС-650BH с объективом SSE0612NI F1.2 в сравнении с распределением фона.

Размеры изображений ярких звезд намного меньше, чем для 200-мм объектива, распределение яркости близко к гауссову и уверенно аппроксимируется полиномами (относительная дисперсия колеблется в пределах 3%, коэффициент корреляции достаточно близок к 1).

**Сложение кадров.** Наиболее слабые объекты выделяются сложением отдельных кадров. В этом режиме колебания изображений звезд и фона, вызванные дрожанием атмосферного, теплового, технического (сотрясения) и электронного (работа передающих антенн сотовой связи) происхождения, сглажены.

При определенных условиях появляется возможность зарегистрировать более слабые объекты. Полный относительный поток от каждой звезды находится из

$$I = I_{з+ф} - I_{ф}, \quad (5)$$

где  $I_{з+ф}$  – поток от площадки со звездой,  $I_{ф}$  – поток от рядом расположенной фоновой площадки без звезды вычисляются как

$$I = \int_0^d I(r) dr. \quad (6)$$

Таким образом, получив характеристическую кривую зависимости “яркость–блеск” для звезд с известным блеском на каждом единичном кадре, по формуле Погсона можно определить блеск наблюдаемого объекта.

В работе [4] проведена характеристическая кривая зависимости “яркость–блеск” для звезд с известным блеском на каждом единичном кадре, по формуле Погсона можно определить блеск наблюдаемого объекта.

Исследования системы UFO SonotaCo, применяемой при наблюдениях метеоров, показали, что на единичных кадрах при малых отношениях сигнал-шум (signal-noise-ratio, SNR) она отображает световые потоки от слабых, находящихся на пределе обнаружения звезд сравнения, нелинейно [43]. Там же показано, что отношение “световой поток – SNR”, полученное для звезд сравнения на сложном фрейме, становится линейным.

Эти исследования дали возможность проводить фотометрию метеоров по данным широкоугольных ПЗС-наблюдений, поскольку ввиду большой дисторсии и малой разрешающей способности для fish-eye-объектива точные позиционные наблюдения на этой системе невозможны. Поэтому целью подобного мониторинга являлось обнаружение, счет метеоров и оценка их блеска.

В соответствии с общей формулой ПЗС-фотометрии, за время экспозиции  $\tau$  в каждом пикселе регистрируется сигнал [31]

$$S = I(t)kAQ\tau + I_{TT}\tau + I_{сч}, \quad (7)$$

где  $I(t)$  – общий (полезный плюс фон) сигнал от объекта;  $k$  – коэффициент пропускания фильтра;  $A$  – коэффициент виньетирования пиксела;  $Q$  – квантовая эффективность пиксела;  $I_{TT}$  – темновой ток,  $I_{сч}$  – ток считывания. Для получения сигнала  $I(t)$  учитывалось плоское поле – производилось деление на  $kAQ$ , а также темновой ток  $I_{TT}$  и ток считывания  $I_{сч}$  – вычитались темновые кадры. Все эти операции проводились для каждого полезного кадра ( $\tau = 0.04$  с) с изображениями метеоров из avi-файлов, полученных при наблюдениях. Фотометрия метеоров на них проводилась в пакете IRIS с использованием круговой диафрагмы. Инструментальная звездная величина калибровочных звезд и изображения метеора на единичном фрейме определялась как [11]

$$m_{инстр} = -2.5 \lg \left[ I(t) - \frac{n}{n_{\phi}} \cdot I_{\phi} \right], \quad (8)$$

где  $I(t)$  – суммарная яркость звезды с фоном по  $n$  пикселям внутри заданной апертуры диафрагмы,

$I_{\phi}$  – яркость фона по  $n_{\phi}$  пикселям. При введении двух диафрагм IRIS сразу выдает отсчет  $\left[ I(t) - \frac{n}{n_{\phi}} \cdot I_{\phi} \right]$ .

Поправка за апертуру при проведении фотометрирования не вводилась. Ввиду использования в наших наблюдениях широкоугольной оптики профиль яркости звезд (функция распределения яркости пикселей) близок к гауссову и мало зависит от яркости изображений звезд и их координат на фрейме. В этом случае среднее значение измеренного блеска совпадает с медианой и модой распределения.

Атмосферная экстинкция учитывалась для каждого рабочего кадра по измерениям блеска звезд, имеющих различные зенитные расстояния.

Блеск метеоров по звездам сравнения определялся на единичном кадре в момент их максимальной яркости. Соседние кадры использовались для определения точности измерений. Эта процедура одновременно учитывает неравномерность чувствительности матрицы по площади.

Вариации яркости звезд от фрейма к фрейму зависят от целого ряда причин (статистические флуктуации квантового потока, турбулентность атмосферы, внутренние шумы камеры, шумы граббера и т.д.).

Ошибка измерений, обусловленная этими причинами, случайна и полностью не исключается [11]. В этом случае точность определения блеска метеора связана с точностью определения блеска звезд сравнения на каждом фрейме, особенно для слабых звезд. В итоге точность кадровых измерений блеска метеоров может ухудшаться до 40%.

Для выделения слабых объектов при отсутствии в данных камерах систем накопления сигнала чаще всего используется сложение отдельных кадров (в системах Registax и IRIS), к примеру, для увеличения проникающей звездной величины при сложении кадров в системе Wat902H+HG0808 [3, 4]. Но в метеорной астрономии сложение кадров неприменимо.

Трек метеора на композитном кадре получается прерывистым ввиду чересстрочной развертки изображения камеры Watec. Это помогает при расчете угловой скорости метеора, развертка играет в данном случае роль обтюратора с угловой скоростью  $0.02 \text{ с}^{-1}$ , а также при обработке базисных наблюдений.

Основная масса наблюдений метеоров в мире проводится с использованием автоматических систем захвата метеоров как движущихся объектов и дальнейшего определения координат нача-

ла и конца следа и в дальнейшем радианта наблюдаемого потока.

Попутно определяется и блеск метеора в момент его максимума (априори считается, что в момент вспышки сгорает основная масса метеорного тела). Подобные автоматические системы, включающие в себя программы обработки базисных наблюдений, позволяют в дальнейшем определять высоту пролета метеора, оценить его массу и рассчитать параметры орбиты.

Наиболее распространены два программных комплекса: MetRec, разработанный S. Molau в Германии, и чаще всего используемый европейцами, и UFO (SonotaCo, Japan), который все больше завоевывает популярность в мире.

Таким образом, анализ публикаций и проведенные исследования показывают, что широкоугольная ПЗС-система, базирующаяся на камере Watec-902H, отвечает требованиям оптического мониторинга объектов в околоземном пространстве: максимальная чувствительность находится в видимой области спектра вблизи 500–600 нм; высокая чувствительность по световому потоку (предельная чувствительность близка к чувствительности человеческого глаза 6m при использовании объектива с диаметром объектива, близким к диаметру зрачка глаза); достаточно широкий динамический диапазон яркости наблюдаемых объектов; предельное отношение сигнал-шум, при котором возможно обнаружение объекта, 0.1 дБ (отношение сигнал-шум порядка 1.01); приемлемая дисторсия для широкоугольной оптики; высокое временное разрешение (0.02 с), позволяющее проводить мониторинг быстропротекающих процессов; наличие современных компьютерных систем поиска, захвата и обработки ПЗС-изображений объектов, позволяющих проводить мониторинг в реальном времени; малые габариты, обеспечивающие мобильность системы.

### 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАСОРЕНИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО ПРОСТРАНСТВА ТЕЛАМИ ЕСТЕСТВЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ. ФОНОВЫЙ МОНИТОРИНГ МЕТЕОРНЫХ ПОТОКОВ

Задача мониторинга засорения околоземного космического пространства ОКП метеорным веществом является актуальной и экологически значимой.

Важной задачей является мониторинг яркой составляющей метеорных потоков. С одной стороны, метеоры ярче 0<sup>m</sup> являются достаточно крупными и уже представляют опасность для космической техники в ОКП. С другой распреде-

ление метеороидов размерами более 1 мм в метеорных потоках тесно связано с происхождением тел Солнечной системы [9, 12, 13].

По описанной методике на проведены исследования засорения ОКП в период действия потока Персеиды 2007–2009 гг. [14–16].

Следует отметить, что работ, связанных с подробными исследованиями распределения опасных (крупных) частиц в метеорных потоках, в том числе даже в наиболее изученном потоке Персеиды, немного. Систематические исследования распределения тел миллиметрового размера в этом потоке (как и в других) практически отсутствуют.

Всплески активности Персеид в 90-е гг. были связаны с прохождением перигелия родительской кометы Персеид 109P/Свифта-Туттля в 1992 г. прошлого века (первичный максимум при долготе Солнца составлял 139.5°). Орбитальный период кометы составляет около 130 лет, в настоящее время она движется к периферии Солнечной системы.

Активность метеорного потока в настоящее время должна слабеть по мере увеличения расстояния между ядром кометы и Солнцем, хотя иногда наблюдаются сгущения метеороидов и вдали от остатков ядра (например, резкое увеличение плотности потока метеоров, в том числе опасных, наблюдалось в 2002 г.).

Кроме этого, согласно современным теоретическим представлениям, с течением времени после образования метеорного потока количество метеороидов микронной фракции в нем уменьшается под действием *YORP-эффекта* (Yarkovsky–O’Keefe–Radzievskii–Paddack effect).

Все это свидетельствует о том, что с течением времени относительное количество более крупных метеороидов в потоках должно возрастать. Соотношение мелкой и крупной фракций позволяет в таком случае судить о возрасте потока. Усредненные данные Всемирной метеорной организации за 2000–2005 гг. показывают, что суммарные числа ZHR метеоров в период максимума потока достаточно велики, а максимум размазан на протяжении 30<sup>h</sup>, что соответствует изменению долготы  $\lambda$  Солнца на  $\approx 1.24^\circ$ .

Для потока Персеид, имеющего относительно Земли скорость  $v = 60$  км/с, масса метеороида, порождающего метеор нулевой звездной величины, составляет  $M_0 \approx 2 \cdot 10^{-2}$  г (соответственно, радиус около 1 мм). Это позволяет причислить яркие Персеиды к естественному космическому мусору достаточно заметных размеров, как представляющему реальную опасность для КА, так и имеюще-

му достаточную массу для заметной ионизации верхней атмосферы [2].

Связь между массой  $m$  и звездной величиной  $M$  для ярких приходящих со стороны зенита метеоров определяется как  $M = m - 5 \lg R - K$ , где  $R$  – расстояние до метеора,  $K$  – поправка на поглощение в атмосфере (редукция к зениту) [17].

Отсюда можно получить соотношение между массой и скоростью метеоров определенного блеска. В работе [2] представлены результаты таких расчетов. Приводятся графики, ограничивающие зону визуальных метеоров, которая является границей чувствительности камеры КРС-650ВН с объективом SSE0612NI F1.2, а также зону ярких метеороидов и болидов.

К примеру, для потока Персеиды, имеющего относительно Земли скорость  $v = 60$  км/с, масса метеороида, порождающего метеор нулевой звездной величины, составляет  $M_0 \approx 2 \cdot 10^{-2}$  г и соответственно радиус около 1 мм. Здесь плотность вещества метеороидов принята равной  $2500$  кг/м<sup>3</sup> (астероиды класса S). Чтобы разгореться до нулевой звездной величины, метеороид, влетающий в ОКП со скоростью  $v = 11.2$  км/с, должен иметь массу  $M_0 = 15.9$  г и, соответственно, больший размер.

Таким образом, метеоры потока Персеиды видимой звездной величиной, меньшей 0, имеют размеры от 1 мм и выше. Это позволяет причислить их к естественному космическому мусору достаточно заметных размеров, представляющему опасность для космической техники и космонавтов.

В 2002 г. были проведены визуальные и фотографические наблюдения яркой составляющей Персеид для оценки пространственной плотности опасных частиц естественного мусора [5]. Результаты этих наблюдений показали, что частицы в рое распределены весьма неравномерно, то есть рой состоит из большого числа мелких потоков, имеющих разную плотность. Для примера была приведена структура потока ярких метеороидов по фотографическим наблюдениям 2002 г. и иллюстрировались данные о часовых числах ярких Персеид в ночи 11–12.VIII.2002 и 12–13.VIII.2002.

Это вопрос о зенитном часовом числе – ZHR (zenital hour rate) – расчетной величине, характеризующей активность потока и показывающей, сколько метеоров в час смог бы увидеть наблюдатель, если бы его предельная видимая звездная величина равнялась теоретической для звезд ( $6.5^m$ ), при расположении радианта потока в зените.

Очевидно, что расчет ZHR справедлив лишь в том случае, когда метеороиды в потоке распределены равномерно. Для ярких метеороидов поня-

тие зенитного часового числа теряет смысл и учитывать можно только количество ярких метеоров в поле зрения камеры. Различного рода усреднения здесь невозможны.

Результаты наблюдений в 2002 г. дали для максимальных часовых чисел метеоров: плотность потока  $\Phi = 8-18 \cdot 10^{-7}$  км<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>, пространственную плотность  $D = 1.3-3 \cdot 10^{-8}$  км<sup>-3</sup>. Если объем околоземного космического пространства составляет величину порядка  $10^{15}$  км<sup>3</sup>, то общее число в нем опасных метеорных частиц из потока Персеиды размерами более 1 мм в период максимума 2002 г. составило приблизительно  $8 \cdot 10^7$ , то есть почти на два порядка превосходило средние показатели.

С июля–августа 2007–2008 гг. в рамках аналитической ведомственной целевой программы “Развитие научного потенциала высшей школы (2006–2008 годы)” Минобразования РФ был начат и проводится вплоть до настоящего времени по плану работы астрономической обсерватории РГУ имени С.А. Есенина мониторинг фоновое естественного (яркие метеоры) засорения околоземного пространства с целью оценки метеороидной опасности.

Аппаратура: – камера КРС-650ВН + объектив SSE0612NI F1.2, поле зрения  $50 \times 40$  градусов; – камера КРС-650ВН + объектив Computar T2314FICS, поле зрения  $113.3 \times 86.3$  градуса; – камера Wat-902Н + объектив SSE0612NI F1.2, поле зрения  $60 \times 45$  градусов; – камера Wat-902Н + объектив Computar T2314FICS, поле зрения  $129 \times 99$  градусов.

Поправка за апертуру при проведении фотометрирования не вводилась. Ввиду использования в наших наблюдениях широкоугольной оптики профиль яркости звезд (функция распределения яркости пикселей) близок к гауссову профилю и мало зависит от яркости изображений звезд и их координат на фрейме. В этом случае среднее значение измеренного блеска совпадает с медианой и модой распределения.

Внеатмосферные величины метеоров по звездам сравнения определялись для каждого фрейма. Эта процедура одновременно учитывала неравномерность чувствительности матрицы по площади. Вариации яркости звезд от фрейма к фрейму зависят от целого ряда причин (статистические флуктуации квантового потока, турбулентность атмосферы, внутренние шумы камеры, шумы граббера и т.д.).

Ошибка измерений, обусловленная этими причинами, случайна и полностью не исключается [11]. В этом случае точность определения блес-

ка метеора связана с точностью определения звезд сравнения на каждом фрейме. Как показано выше, в наших наблюдениях точность покадровых измерений блеска звезд сравнения составила величину 5–10%. Учет атмосферного поглощения и фотометрических ошибок наблюдений проводился покадрово для каждого метеорного следа.

Распределение блеска для метеороидов 2007 г. было опубликовано в работах [18, 19] обобщено в работах [3, 4].

Данные наблюдений 2007–2009 гг. относительно долготы Солнца приведены в работах [14, 19]. Здесь в отличие от наблюдений 2002 г. результаты не приведены к часовым числам, а отражают конкретное число ярких метеоров, зарегистрированных в поле зрения электронной оптической системы. Все результаты приведены к нормальному падению метеороидов. Это достигается редуцированием за высоту радианта и является аналогом приведения часовых чисел метеоров к зениту при обработке визуальных наблюдений.

Результаты мониторинга показывают, что распределение ярких метеоров по времени весьма неравномерно, максимум потока по ним остался достаточно широким. Увеличение потока вблизи максимума происходит достаточно быстро, поскольку 8–9.VIII.2002 число Персеид было чуть выше общего фона в конце июля, а доля ярких метеоров, не принадлежащих Персеидам, составила: 11–12.VIII.2002 11.5%, 13–14.VIII.2002 13.8% от общего числа зарегистрированных.

Средние за наблюдательную ночь значения пространственной плотности ярких метеороидов в период июль–август 2007 г. представлены в работах [2, 16]. Обращает на себя внимание тот факт, что в июле средняя пространственная плотность крупных метеороидов в ОКП мало отличалась от общей фоновой. Здесь следует отметить, что средняя пространственная плотность всего потока Персеиды составляет  $15 \cdot 10^{-9} \text{ км}^{-3}$ .

В работе [20] представлено сравнение полученных нами средних значений плотности потока ярких Персеид и всего потока по визуальным данным ИМО в 2007–2013 гг. Распределение ярких метеоров оказалось статистически близко к распределению всех метеоров потока Персеиды.

Нормированные результаты мониторинга ярких Персеид в 2007–2013 гг. приведены в работе [3, 4] в сравнении с данными ИМО и работы [21]. Здесь показаны числа, характеризующие активность потока для фотографических и ТВ-наблюдений (SonotoCo), а также модельные расчеты (estimates), полученные в работе [21]. В этой же шкале в вышеуказанной работе приведены наши

усредненные результаты (bright Perseids) за 2007–2013 гг. и усредненные данные Международной метеорной организации (ИМО) по визуальным наблюдениям Персеид в этот же период.

Многолетний широкоугольный ПЗС-мониторинг яркой составляющей метеорного потока Персеиды впервые дал возможность оценить содержание опасных метеороидов в рое: число метеоров в потоке ярче 0m составляет  $0.051 \pm 0.008$  от общего количества; максимальное значение средней плотности потока ярких Персеид относительно всех метеоров составляет 0.076; в период максимума Персеид поток опасных частиц достигал мгновенного значения  $F = (3.8 \pm 1.1) \cdot 10^{-7} \text{ км}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ; среднее значение плотности потока опасных метеороидов Персеид в максимуме близко к потоку спорадических метеороидов подобных размеров.

Эти результаты и анализ данных Международного метеорного общества дали возможность оценить ударный риск в околоземном пространстве в периоды действия основных метеорных потоков. Используя данные ИМО об активности ночных и дневных потоков и усредненные данные о содержании в них опасных метеороидов, мы попытались дать оценку метеорной опасности в околоземном пространстве в течение года. Относительное содержание ярких метеоров в наиболее активных потоках можно с некоторыми оговорками принять близким к 5% (хотя иногда бывают всплески активности метеорных потоков). Таким образом, риски соударения опасных метеороидов с техникой в околоземном пространстве относительно невелики.

Следует отметить, что примерно такую же величину можно получить для потока спорадических метеороидов, имеющих соизмеримые с опасными метеороидами в Персеидах размерами. Согласно Европейскому стандарту (ECSS standard on space environment ECSS-E-ST-10-04C) поток спорадических частиц диаметром более 2 мм составляет  $0.3 \text{ км}^{-2} \cdot \text{сут}^{-1}$ , то есть превосходит поток опасных Персеид. Однако: 1) энергия соударения спорадических метеороидов меньше энергии опасных метеороидов Персеид (их скорость  $20 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ ); 2) опасными метеороидами могут быть спорадические метеороиды, создающие метеоры, более чем на  $1^{\text{m}}$  яркие, чем опасные Персеиды.

Проведенный анализ публикаций показывает, что риск соударения космической техники с опасными метеороидами метеорных потоков при современном уровне активности последних невысок, а метеороиды, в общем, не являются главным фактором опасности для космической техники и человека в околоземном пространстве.

Однако существует ряд метеорных потоков, пространственная плотность частиц в которых выше, чем в Персеидах. Кроме того, средние значения значительно отличаются от риска соударений в периоды максимумов потоков. Поэтому был также определен риск в периоды пиковой активности основных метеорных потоков Квадрантиды, эта-Аквариды, Персеиды и Геминиды, основанный на визуальной базе данных Международной метеорной организации за 2006–2017 гг. [22, 23].

Период максимальной активности потоков разбивался на интервалы  $\Delta\lambda = 0.100^\circ$ , что соответствует 8640 средних солнечных секунд. Внутри этих интервалов суммировались по годам пространственные плотности  $D$ , ( $\text{км}^{-3}$ ) ярких метеоров.

Плотность потока  $F$  ( $\text{км}^{-2} \text{с}^{-1}$ ) ярких метеоров равна  $F_\lambda = vD$ , где  $v$  ( $\text{км} \cdot \text{с}^{-1}$ ) – геоцентрическая скорость потока.

Риск  $R$  определялся общим количеством соударений  $N$  ( $\text{км}^{-2}$ ) опасных метеороидов в интервале максимальной активности потока ( $\lambda_1, \lambda_2$ ):

$$R = N = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_\lambda d\lambda \approx \sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_i \Delta\lambda.$$

работка производилась в программе Statistica-5.

Расчеты показали, что метеороидный риск в околоземном пространстве невелик. Его величина для наиболее активных метеорных потоков не превышает  $5 \cdot 10^{-6} \text{м}^{-2}$  в периоды их пиковой активности. Однако, величина индивидуального метеороидного риска достаточно близка к значению предельного допустимого риска  $R_{\text{Lim}} = 10^{-6}$ .

Кроме того, общая площадь околоземной популяции ИСЗ достаточно велика, что значительно увеличивает для нее коллективный метеороидный риск. Соответственно, метеороидная опасность в околоземном пространстве требует постоянного учета.

Кроме того, во время метеорных дождей поток опасных метеороидов в ближнем космосе увеличивается на несколько порядков. Определенным фактором опасности обладают также не привязанные к определенному времени года спорадические потоки, пространственная плотность опасных частиц в которых может оказаться весьма высокой, а плотность вещества их метеороидов значительно превышать плотность вещества в метеороидах регулярных потоков. Анализ данных *ИМО* по распределению частиц в метеорных потоках позволили оценить риск соударения Международной космической станции с опасными метеороидами в 2007–2012 гг. [24]. Это дополняет

имеющиеся модели метеорного вещества в окрестностях Земли оценкой опасности от метеороидов, больших 1 мм, а также учитывает данные о распределении их в потоках в настоящее время.

#### 4. РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ МЕТЕОРОИДНОГО РИСКА В ОКОЛОЗЕМНОМ КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Проблема космической опасности, то есть опасности из космоса для человека, природы или техники, традиционно подразделяется по критерию происхождения на две части: это опасность, исходящая от техногенного космического мусора, и опасность от естественных метеорных тел. В свою очередь каждая из этих угроз подразделяется также на две части: опасность для биосферы Земли от падений достаточно крупных (от нескольких метров) космических тел и опасность для космической техники и людей в околоземном пространстве, исходящая от микрометеороидов или космического мусора размерами от 0.1 мм до десятков см. При этом потоки частиц мелкого мусора (от 0.1 мм до 1 см) были и остаются трудно контролируемые современными техническими средствами [25].

Методы изучения космической микрометеороидной опасности инструментально подразделяются на бортовые (функционирующие на борту КА) и наземные [26, 27].

**Метеороидный риск.** Метеороидный риск может быть определен различными способами. В данной работе метеороидный риск как частота реализации опасности для космической техники в околоземном пространстве определяется частотой соударений КА с опасными метеороидами, способными оказать разрушающее воздействие на их поверхность [9, 13, 28–30].

Известно, что частота соударений метеороидов с КА возрастает с увеличением активности метеорного потока [9, 13]. Поскольку пространственная плотность частиц в метеорном потоке, как известно, невелика, то считается, что их распределение имеет в данном случае пуассоновский характер [31].

В работах [3, 4] представлена модель метеороидного риска, которая включает в себя следующие составляющие ее компоненты: 1) классификацию опасных метеороидов; 2) опасные направления, то есть распределение метеорных потоков и спорадических метеоров в пространстве; 3) распределение метеорных потоков по временам года и внутри этих времен по продолжительности действия; 4) распределение метеорных потоков по

скоростям и массам метеоров; 5) пространственное распределение метеорных частиц внутри самого потока; 6) эффект гравитационного притяжения метеорных частиц Землей; 7) эффект затенения метеороидов Землей от наблюдателя; 8) ориентацию всего КА, а также элементов его конструкций относительно направления прилета метеороидов; 9) время пребывания КА на орбите и время действия метеорного потока на КА.

Как известно, степень воздействия метеороида на поверхность КО определяется его кинетической энергией, а также прочностными характеристиками оболочки КО. Согласно исследованиям работы Ф. Уиппла [19] метеороид с энергией  $E$  создает на поверхности кратер с диаметром, пропорциональным  $\sqrt[3]{E}$ . Кроме того, ударное воздействие метеороида определяется прочностными характеристиками материала самого метеороида и поверхности, на которую он падает. В связи с этим метеороиды с более высокой пористостью являются более рыхлыми и оказывают меньшее ударное воздействие на космическую технику.

По результатам фотографического метеорного мониторинга в институте астрофизики Таджикистана [32] представлены данные определения плотности метеороидов основных метеорных роев. Самую большую среднюю объемную плотность  $2.9 \text{ г см}^{-3}$  имеют метеороиды Геминид, связанные с астероидом, сближающимся с Землей 3200 Фаэтоном. Самую низкую объемную плотность, в среднем равную  $0.3 \text{ г см}^{-3}$ , имеют метеороиды Драконид, связанные с кометой 21P/Джакобини–Циннера. Средняя объемная плотность метеороидов остальных восьми потоков заключена в пределах от  $0.4$  до  $2.4 \text{ г см}^{-3}$ , а для спорадического фона равна  $1.8 \text{ г см}^{-3}$ . Наименьшую пористость имеют метеороиды потока Геминид, а наиболее пористыми (83%) являются метеороиды потока Драконид и Леонид.

Направления прихода спорадических метеоров в эклиптической системе координат представлены в работе [33]. Средняя за год плотность потока спорадических метеоров в околоземном пространстве  $N(m)$  массой больше  $m$  вычисляется согласно действующему до сего времени ГОСТ 25645.128-85 (1985).

Спорадические метеороиды с опасными для космической техники размерами  $10^{-2}$ – $1$  см могут в отсутствии регулярных потоков доминировать в околоземном пространстве, как показано в работе [34].

В работе [29] показано, что наибольшую опасность для КА могут представлять метровые тела,

входящие в метеорные потоки кометного происхождения.

Содержание тел миллиметрового (и меньшего) размера в потоках определяется, как правило, теоретически, с учетом эмпирического коэффициента популяции данного потока, рассчитанного исходя из предположения о равномерном распределении метеороидов в потоке. В реальности неравномерность потока метеороидов в метеорном рое растет с их размерами и описывается классическим распределением Пуассона [29].

Распределение метеорных потоков по геоцентрической скорости имеет большое значение с точки зрения опасности входящих в их состав метеороидов для КА. Разброс данных по скоростям здесь достаточно велики: от  $20 \text{ км/с}$  для догоняющих потоков до  $60$ – $72 \text{ км/с}$  для встречных потоков. При этом энергия частиц, во многом определяющая опасность метеороида, различается в рассматриваемых потоках более чем на порядок.

В работе [27] представлены данные по распределению масс метеороидов астероидного, кометного и межзвездного происхождения в сравнении с Meteoroid Environment Model (1969) и данными по эрозии лунного реголита и экспериментов по пассивному сейсмическому зондированию Луны из работы [35].

Сравнительный анализ показывает, что до земной орбиты частицы межзвездной пыли массой более  $10^{-8}$  г практически не доходят. Основной компонентой вещества вблизи Земли является пыль кометного происхождения, принесенная сюда метеорными потоками.

Сравнительный анализ показывает, что хорошо совпадают распределения для частиц массой  $10^{-5}$ – $10^{-1}$  г. Они принадлежат визуальным метеорам, для которых закон распределения по яркости достаточно надежно установлен. Сравнительный анализ показывает также, что значительное расхождение существует в данных для частиц массой от  $0.01$  до  $1$  г. Эти частицы как раз и создают яркие метеоры, начинающие представлять опасность для космической техники. Более массивные частицы создают уже болиды.

Расчет показывает, что для ИСЗ с площадью мишени  $10 \text{ м}^2$  риск в периоды действия метеорных потоков составляет  $R = (1-5) \cdot 10^{-7}$ . Это представляет заметную опасность, если учесть, что предельный допустимый риск определяется как  $R_{\text{пред}} = 10^{-6}$ , и такая опасность нуждается в учете. Коллективный метеороидный риск для всей орбитальной группировки, таким образом, представляет собой весьма заметную величину.

## ВЫВОДЫ

Проведенный анализ публикации показал, что широкоугольная ПЗС-система, базирующаяся на камере Wates-902H, отвечает требованиям оптического мониторинга естественных и техногенных объектов в околоземном пространстве.

Многолетний широкоугольный ПЗС-мониторинг яркой составляющей метеорного потока Персеиды впервые дал возможность оценить содержание опасных метеороидов в рое.

Эти результаты и анализ данных Международного метеорного общества дают возможность оценить ударный риск в околоземном пространстве в периоды действия основных метеорных потоков.

Ограниченные рамки журнальной статьи авторы, в силу своих профессиональных интересов и профессиональной принадлежности, проанализировали проблему в одном из возможных направлений мониторинга космического мусора в ОКП — мониторинга оптическими системами, в дополнение к уже проведенной первой части анализа. Детализация или фрагментация проблемы возможна и необходима.

Одновременно в заключительной части работы авторы предлагают короткую библиографию “альтернативного” взгляда на проблему космического мусора в рамках рассмотренного или смежных направлений [25, 36, 38–54, 56–63].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Энеев Т.М.* К вопросу об астероидной опасности // Компьютерные инструменты. 2003. Вып. 2. С. 13–19.
2. *Муртазов А.К., Воскресенский А.В., Колосов Д.В., Титов П.В.* Экологический мониторинг загрязнения околоземного пространства оптическими средствами // Экологические системы и приборы. 2007. № 3. С. 24–26.
3. *Миронов В.В., Муртазов А.К., Усовик И.В.* Системные методы мониторинга околоземного космического пространства. Рязань: Book Jet, 2017.
4. *Миронов В.В., Муртазов А.К., Усовик И.В.* Системные методы мониторинга околоземного космического пространства. Рязань: Book Jet, 2018.
5. *Муртазов А.К.* Экология околоземного космического пространства. М.: Физматлит, 2004.
6. *Муртазов А.К.* Перспективы развития исследований в области экологического мониторинга космоса // Российский научный журнал. 2007. № 1. С. 153–156.
7. *Муртазов А.К.* Организация системы оптического мониторинга загрязнения околоземного пространства // Экологические системы и приборы. 2009. № 1. С. 28–32.
8. *Murtazov A.K., Efimov A.V., Titov P.V.* Double-Station Meteor Observations in Ryazan, Russia // Proceedings of the International Meteor Conference. La Palma, Canary Islands, Spain, 20–23.IX. 2012. International Meteor Organization, Mattheessensstraat, 60, 2540 Hove, Belgium. 2013. P. 192–196.
9. *Муртазов А.К.* Естественное загрязнение околоземного пространства как экологический фактор // Экологические системы и приборы. 2011. № 8. С. 8–13.
10. *Кошкин Н.И., Бурлак Н.Р., Мотрич В.Д. и др.* Стандартизация и калибровка фотометрических измерений околоземных космических объектов // II Международная научная конференция “Наблюдение околоземных космических объектов”. Звенигород, 22–24 января 2008.
11. *Козак П.Н.* О внутренней точности цифровой фотометрии метеоров по телевизионным наблюдениям // Кинематика и физика небесных тел. 1998. Т. 14. № 6. С. 553–563.
12. *Муртазов А.К.* Исследования возможностей камеры КРС-650ВН для мониторинга околоземного пространства // II Международная научная конференция “Наблюдение околоземных космических объектов”. Звенигород, 22–24 января 2008.
13. *Муртазов А.К.* Организация комплексных телевизионных метеорных наблюдений в астрономической обсерватории Рязанского госуниверситета // Вестник СибГАУ. 2011. № 6(39). С. 109–113.
14. *Муртазов А.К., Ефимов А.В., Жабин В.С.* Опасные метеороиды в потоке Персеиды // Околоземная астрономия-2009: сб. трудов. 2010. С. 251–257.
15. *Муртазов А.К.* Загрязнение околоземного пространства метеорными телами потока Персеиды в 2007–2009 гг. // Экологические системы и приборы. 2010. № 11. С. 8–13.
16. *Murtazov A.K., Efimov A.V., Kolosov D.V.* Bright Perseids in 2007 // J. International Meteor Organization. 2008. V. 36. № 4. P. 77–78.
17. *Бабаджанов П.Б.* Метеоры и их наблюдение. М.: Наука, 1987.
18. *Муртазов А.К.* Мониторинг естественного загрязнения околоземного пространства опасными метеорными телами // Экологические системы и приборы. 2008. № 6. С. 8–10.
19. *Whipple F.* Of meteoroids and penetration // J. Geophysical Research. 1963. V.68. Issue 17.
20. *Murtazov A.K.* Bright Perseids 2007–2013 and Artificial Earth Satellites Collision Risk Assessment // J. International Meteor Organization. 2014. V. 42. № 2. P. 65–67.
21. *Koseki M.* A simple model of spatial structure of meteoroid streams // J. International Meteor Organization. 2012. V. 40. № 5. P. 162–165.
22. *Муртазов А.К.* Оценка метеороидного риска в околоземном пространстве // Тезисы докладов Международной конференции “VI Бредихинские чтения”. Заволжск, Ивановская обл. 4–8.IX.2017 г.
23. *Murtazov A.K.* Assessing the meteoroid risk in near earth space // Open Astronomy. 2018. V. 27. Issue 1. P. 144–149.

24. *Murtazov A.K.* Bright Perseids 2007–2013 statistics. Estimation of collision risk in circumterrestrial space // In European Planetary Science Congress 2013. London, UK, EPSC Abstracts. V. 8. EPSC2013-346-1.
25. *Gural P.* CAMS System and Software Development Progress and Meteor Camera Trade Study: IMC 2010. September 17, 2010.
26. *Миронов В.В.* Методика оценки плотности космического мусора по данным бортовых регистрирующих систем // Космич. исслед. 2003. Т. 41. № 2. С. 220–224.
27. *Муртазов А.К., Багров А.В.* Модели естественного загрязнения околоземного пространства // Экологические системы и приборы. 2013. № 1. С. 28–34.
28. *Волков О.В., Горбенко А.В., Шевченко И.В.* Защита российских модулей Международной космической станции от техногенных частиц // Известия Самарского научного центра РАН. 2012. Т. 14. № 1. С. 480–482.
29. *Beech M., Brown P., Jones J., Webster A.R.* The danger to satellites from meteor storm. *Adv. Space Res.* 1997. V. 20. P. 1509–1512.
30. *Foschini L.* The meteoroid hazard for space navigation: Second National Meeting of Planetary Sciences. Italy, 1998.
31. Space Debris. A Report of ESA. Paris, 1988. № SP 1109.
32. *Кохирова Г.И.* Исследование физических характеристик метеороидов и связь метеороидов с околоземными объектами: дис. докт. физ.-мат. наук. СПб., 2012.
33. *Feller W.* An Introduction to Probability Theory and its Application. V. 1, 2. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1971.
34. *Wiegert P., Vaubaillon J.* The Sporadic Meteoroid Complex and Spacecraft Risk. In: Proceedings of the 9th International Conference “Protection of Materials and Structured from Space Environment” / Ed. Kleiman J.I. American Institute of Physics, 2009. P. 567–571.
35. *Бусарев В.В., Шевченко В.В., Сурдин В.Г.* Физические условия вблизи Луны и планет Солнечной системы // Модель космоса. Т. 1 / под ред. Панасюка М.И. М.: КДУ, 2007. С. 794–861.
36. *Клюшников В.Ю., Шатров Я.Т.* Обеспечение безопасности космических полетов за счет функциональной избыточности бортовых агрегатов и систем // Космонавтика и ракетостроение. 2018. № 2(101). С. 114–124.
37. *Клюшников В.Ю. и др.* Воздействие ракетно-космической техники на окружающую среду. М.: ГЕОС, 2016 г.
38. *Колесниченко Г.Н., Миронов А.В., Васюнин А.А., Логунов С.В.* Применение многоспектральных фотометрических данных в задаче распознавания космических объектов // Информационно-измерительные и управляющие системы. 2010. Т. 8. № 5. С. 86–91.
39. *Логунов С.В., Рогов Д.А., Чистяков С.В.* Критериальные условия возможности наблюдения геостационарных спутников связи наземными оптическими средствами // Вестник воздушно-космической обороны. 2017. № 1. С. 44–48.
40. *Миронов А.В., Колесниченко Г.Н., Мартышин А.В., Логунов С.В.* Моделирование процесса фотометрирования космических объектов // Информационно-измерительные и управляющие системы. 2009. Т. 7. № 5. С. 101–107.
41. *Нароенков С.А., Шустов Б.М., Медведев Ю.Д. и др.* О концепции российского информационно-аналитического центра по проблеме астероидно-кометной опасности // *Астрономический вестник. Исследования солнечной системы.* 2014. Т. 48. № 6. С. 473–481.
42. *Шугаров А.С., Шустов Б.М., Мартынов М.Б. и др.* О концепции экономичной космической системы обнаружения опасных небесных тел // *Космич. исслед.* 2015. Т. 53. № 2. С. 95–105.
43. *Круглый Ю.Н.* Задачи ПЗС-фотометрии астероидов, сближающихся с Землей, в рамках проекта ПулКОН // Рабочая встреча в Андрушивке 6–9 ноября 2009 г.
44. *Миронов В.В., Муртазов А.К.* Модели метеорного риска в околоземном пространстве // *Космич. исслед.* 2015. Т. 53. № 6. С. 469–475.
45. *Миронов В.В., Муртазов А.К.* Методы контроля ближнего космоса. Учебное пособие. Рязань: Book Jet, 2017.
46. *Муртазов А.К.* Мониторинг околоземного пространства оптическими средствами: монография. Рязань: РГУ имени С.А. Есенина, 2010.
47. *Муртазов А.К.* Мониторинг загрязнений околоземного пространства оптическими средствами // *Вестник РУДН. Экология и безопасность жизнедеятельности.* 2010. № 5. С. 23–28.
48. *Муртазов А.К.* Метеорные исследования как метод оценки экологического состояния околоземного пространства // *Российский научный журнал.* 2010. № 6(19). С. 238–247.
49. *Муртазов А.К., Ефимов А.В., Титов П.В.* Статистика широкоугольных ПЗС-наблюдений ярких Персеид в 2007–2013 гг. // Сб. трудов международной конференции “V Бредихинские чтения” / под ред.: Сачкова М.Е., Карташовой А.П., Емельяненко В.В. М.: Изд. Янус-К, 2014.
50. *Муртазов А.К.* Оценка риска соударений в околоземном пространстве с опасными Персеидами в 2007–2013 гг. // Сб. трудов международной конференции “V Бредихинские чтения” / Под ред.: Сачкова М.Е., Карташовой А.П., Емельяненко В.В. М.: Изд. Янус-К, 2014.
51. *Семкин Н.Д., Воронов К.Е., Пияков А.В., Пияков И.В.* Регистрация космической пыли искусственного и естественного происхождения // *Прикладная физика.* 2009. № 1. С. 86–102.
52. *Сухов П.П., Волков С.К., Карпенко Г.И. и др.* О применении отечественных широкоугольных объективов для задач ККП (На основе пробных наблю-

- дений, проведенных в Одесской АО) // Материалы Международной научной конференции “Наблюдение околоземных космических объектов”. Звенигород: 23–25 января 2007.
53. *Сухов П.П., Волков С.К., Карпенко Г.Ф.* Использование широкопольных линзовых объективов для контроля космического пространства // Космічна наука і технологія. 2010. Т. 16. № 3. С. 55–58.
54. *Asher D., Barentsen G. et al.* European Video Network: IMC 2010. September 17, 2010.
55. *Harris A.W.* Evaluation of CCD systems for Near-Earth-Object surveys. Report of Near-Earth Object Survey Working Group (Ed. E. M. Shoemaker), appendix III. 1995.
56. *Багров А.В.* Метеорные исследования в первой четверти XXI века // Околоземная астрономия-2009: сб. трудов. М.: Геос, 2010. С. 222–228.
57. *Margonis A.* Results from the 2010 Perseids meteor campaign using the SPOSH cameras: IMC 2010. September 17, 2010.
58. *Mironov V.V., Murtafov A.K.* Model of meteoroid risk in near-Earth space // *Cosmic Research*. 2015. V. 53. № 6. P. 430–436.
59. *Murtafov A.K.* Wide-Angle TV-Observations of Bright Perseids in 2007–2009: International Meteor Conference 2010. September 16–19, Armagh. Northern Ireland (UK).
60. *Murtafov A.* Assessing risk from dangerous meteoroids in main meteor showers. In: Proceedings of the International Meteor Conference Mistelbach, Austria, 27–30.VIII.2015. International Meteor Organization. / Ed. Jean-Louis Rault, Paul Roggemans. P. 155–156.
61. *Murtafov A.* Analysis of meteoroid risk in circumterrestrial space. European Planetary Science Congress 2017. 17–22.IX.2017. Riga. Latvia. EPSC Abstracts. V. 11. EPSC2017-18.
62. *Peterson C.* Cloudbait Observatory Research Associate, DMNS. The Colorado Allsky Camera Network: IMC 2010. 17.IX.2010.
63. Meteor video camera. [www.kolumbus.fi/oh5iy/astro/Ccd.html](http://www.kolumbus.fi/oh5iy/astro/Ccd.html). Nov.2003

УДК 681.7.03:520.272.22+621.396.677.8

## ПАРЕТО-ОПТИМАЛЬНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К ТОЧНОСТИ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ РЕФЛЕКТОРОВ ЗЕРКАЛЬНЫХ КОСМИЧЕСКИХ АНТЕНН ДЛЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ ЧАСТОТ

© 2021 г. А. Н. Муранов\*

*Институт конструкторско-технологической информатики РАН, г. Москва, Россия*

*\*MuranovAlecs@mail.ru*

Поступила в редакцию 27.12.2019 г.

После доработки 27.02.2020 г.

Принята к публикации 05.03.2020 г.

Увеличение частот функционирования перспективных зеркальных космических антенн приводит к существенному ужесточению требований к точности и стабильности профиля отражающей поверхности используемых рефлекторов, однако обеспечение высоких требований является технически сложно реализуемым. Исходя из этого предложена задача Парето-оптимального проектирования параболических антенных рефлекторов с относительно высоким коэффициентом усиления сигнала и минимальными требованиями к точности профиля их отражающей поверхности. Получены аналитические оценки для Парето-фронттов различного ранга, характеризующих точность профиля отражающей поверхности антенного параболического рефлектора в зависимости от его диаметра и диапазона рабочих частот, требуемую для обеспечения высокого коэффициента усиления сигнала.

DOI: 10.31857/S0023420621010088

### ВВЕДЕНИЕ

Известно, что для существующих и разрабатываемых зеркальных космических антенн связи (ЗКА) частотный диапазон может составлять от 1 до 100 ГГц, при этом, для сетчатых развертываемых рефлекторов частотная область функционирования ограничена максимальной частотой 30 ГГц, что обусловлено радиофизическими характеристиками материала их отражающей поверхности – металлического трикотажного сетеполотна [1, 2]. Габаритные размеры космических антенных рефлекторов, в свою очередь, ограничены конструктивными параметрами модулей полезного груза (ПГ) существующей космической транспортной системы (КТС) [3], таким образом, характерный размер космического антенного рефлектора любого типа не может, в общем случае, при транспортировке превышать 4 м. Сложившаяся перегрузка спутниковой связи и вещания в полосах частот  $C$  (от 4 до 6 ГГц) и  $Ku$  (от 11 до 18 ГГц) приводит к необходимости разработки новых ЗКА для перспективных  $K$  и  $Ka$  диапазонов, т.е. для частот от 18 до 40 ГГц и более [4–8].

Таким образом, актуальным представляется:

– разработка и совершенствование жестких неразвертываемых рефлекторов с диаметром до 4 м для использования в частотном диапазоне от 18 до 40 ГГц;

– разработка и совершенствование жестких неразвертываемых высокоточных рефлекторов с диаметром до 4 м для использования в диапазоне от 40 до 100 ГГц;

– разработка и совершенствование сетчатых развертываемых рефлекторов с диаметром от 4 до 100 м для работы в частотном диапазоне от 18 до 30 ГГц;

– разработка и совершенствование развертываемых рефлекторов с жесткими элементами с диаметром от 4 до 100 м для работы в диапазоне от 30 до 100 ГГц.

При этом требуется, чтобы антенный рефлектор функционировал максимально эффективно, а затраты на его разработку и производство были сопоставимы с достигаемым техническим результатом. Целью настоящей работы является анализ и выбор минимально необходимых требований к точности профиля отражающей поверхности параболических рефлекторов зеркальных космических антенн при их производстве и проектировании для перспективных частот.

### НЕКОТОРЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К ХАРАКТЕРИСТИКАМ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ РЕФЛЕКТОРОВ ЗЕРКАЛЬНЫХ КОСМИЧЕСКИХ АНТЕНН

Параболический рефлектор может быть, как “мелким”, так и “глубоким” в зависимости от

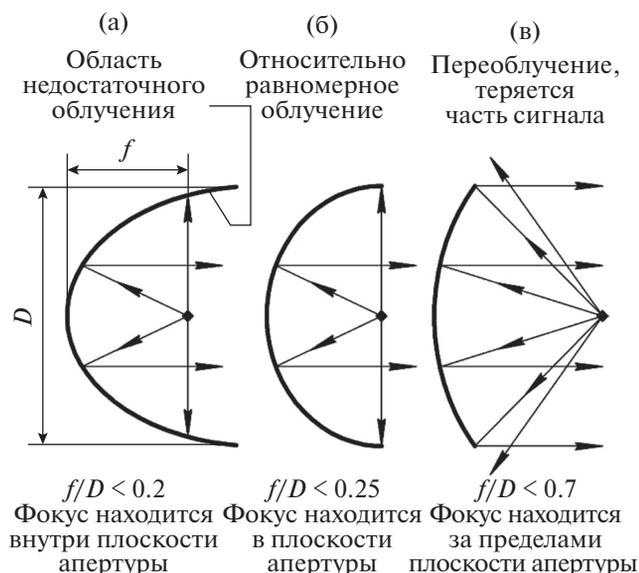


Рис. 1. Влияние геометрии рефлектора на процессы облучения и фокусировки.

профиля отражающей поверхности (рис. 1). Равномерное облучение невозможно под таким широким углом, как при конфигурации параболической антенны, показанной на рис. 1а, данный эффект называется недостаточным облучением. Глубокие зеркала с низкими величинами отношений  $f/D$  больше защищены от фонового шума, но они имеют очень узкую диаграмму направленности и низкую интенсивность сигнала из-за недостаточного облучения. С другой стороны, – трудно собрать большую часть сигнала при конфигурации, представленной на рис. 1в, вследствие переоблучения [9, 10]. Наиболее равномерное облучение достигается при конфигурации параболического рефлектора, приведенной на рис. 1б. Данная конфигурация такова, что фокальная точка находится в плоскости апертуры, что возможно лишь при отношении фокусного расстояния  $f$  к диаметру  $D$ , равно  $f/D = 0.25$  [9, 10]. Однако, увеличенное более 0.25 отношение  $f/D$  играет важную роль в подавлении перекрестной поляризации в главном луче антенны, т.е. в направлении фокусной оси [10, 11]. В результате, – в целях минимизации недостаточного облучения и расширения диаграммы направленности параболические прямофокусные рефлекторы ЗКА проектируются с отношением  $f/D$ , лежащим в диапазоне от 0.3 до 0.6 [9, 10], что является важным проектным ограничением для геометрической конфигурации разрабатываемых параболических рефлекторов ЗКА.

Необходимость фокусировки сигнала в малой области пространства – фокальной точке накладывает ограничение на точность отражающей поверхности антенного рефлектора: среднеквадратическое отклонение (СКО)  $\delta$  профиля поверхности

рефлектора не должно превышать величины  $\lambda/16$  [11, 12], где  $\lambda$  – длина волны, на которой работает рефлектор. Для больших параболических радиотелескопов используют аналогичное более строгое ограничение по СКО  $\delta$ :  $\delta \leq \lambda/20$  [13]. Требование точности вида  $\delta \leq (\lambda/20 \dots \lambda/16)$  основано на соображениях о допустимой ошибке волнового фронта [11–14]. Как будет показано далее, – выполнение такого требования является лишь необходимым условием функционирования параболического рефлектора, но не является достаточным для его качественного функционирования с высоким коэффициентом усиления. Кроме того, для параболических антенных рефлекторов различного диаметра должны предъявляться различные требования к точности отражающей поверхности.

Одной из важнейших эксплуатационных характеристик [9, 10] антенного рефлектора является его коэффициент усиления. Коэффициент усиления  $G_A^1$  антенного рефлектора в виде идеального эллиптического параболоида вращения, возрастает при увеличении его диаметра  $D$  и увеличении частоты сигнала  $\nu$ , эта зависимость описывается выражением (1):

$$G_A^1(D, \lambda) = 10 \lg \left( p \cdot \left( \frac{\pi D}{\lambda} \right)^2 \right), \quad (1)$$

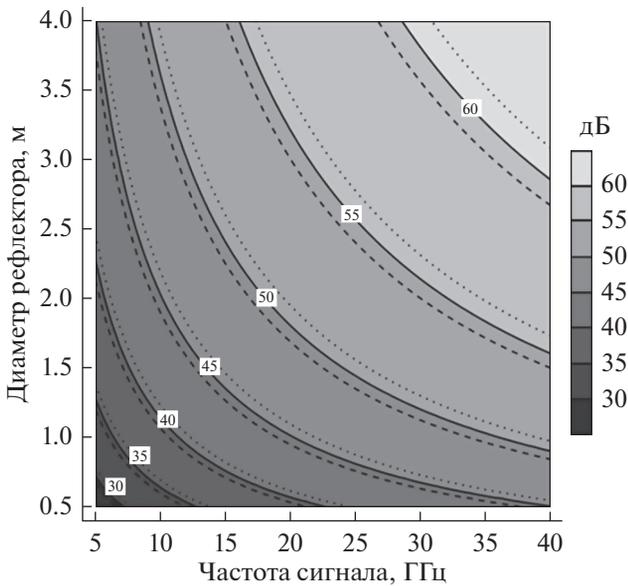
где  $G_A^1$  – коэффициент усиления сигнала идеальным параболическим рефлектором, дБ;  $D$  – диаметр параболического рефлектора, м;  $\lambda$  – длина волны, на которой работает антенный рефлектор, мм;  $p$  – эффективность антенны, равная доли сигнала, поступающего в фокальную точку от всего проходящего на рефлектор сигнала. Значение параметра  $p$  в первую очередь зависит от конструктивных особенностей рефлектора, определяемых отношением  $f/D$ . Типичные значения коэффициента усиления  $G_A^1$  современных параболических антенных рефлекторов лежат в диапазоне от 20 до 70 дБ, а их эффективность  $p$ , составляет от 60 до 80% [9, 10]. Зависимость (1) представлена графически на рис. 2.

Однако, коэффициент усиления реального антенного рефлектора  $G_A^R$  меньше идеального [12, 14], исходя из чего, выражение (1) приобретает вид (2):

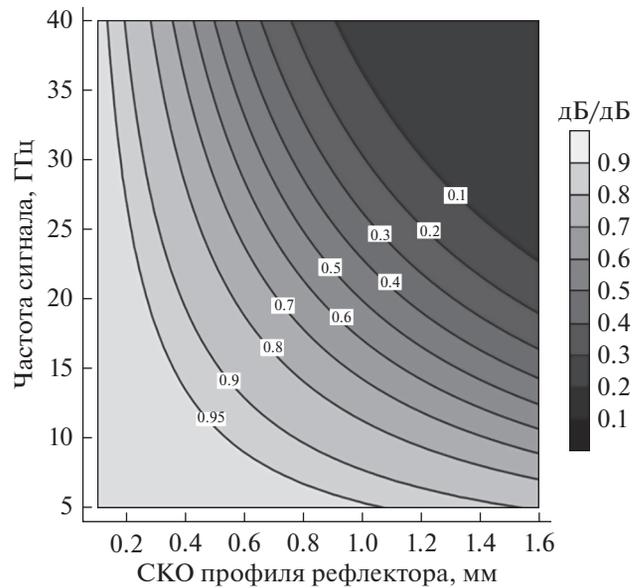
$$G_A^R(D, \lambda) = \eta_S \cdot G_A^1(D, \lambda), \quad (2)$$

где  $\eta_S$  – коэффициент пропорциональности.

Коэффициент пропорциональности  $\eta_S$ , характеризующий уменьшение усиления сигнала, для однозеркальных прямофокусных параболических антенных рефлекторов, согласно теории ан-



**Рис. 2.** Зависимость коэффициента усиления  $G_A^1$  идеального параболического рефлектора от диаметра  $D$  и частоты сигнала  $\nu$ , сплошные линии уровня соответствуют эффективности антенны  $p = 70\%$ ; пунктирные —  $p = 80\%$ ; точечные —  $p = 60\%$ .



**Рис. 3.** Зависимость коэффициента ослабления  $\eta_S$  от частоты сигнала  $\nu$  и СКО  $\delta$  реального профиля рефлектора от теоретического.

тенных допусков [14, 15], связан с длиной волны излучения соотношением (3):

$$\eta_S(\delta, \lambda) = \exp\left(-\left(\frac{4\pi\delta}{\lambda}\right)^2\right), \quad (3)$$

где  $\delta$  – СКО реальной отражающей поверхности рефлектора, мм.

Зависимость коэффициента  $\eta_S$  от частоты сигнала  $\nu$  и СКО профиля рефлектора  $\delta$ , представле-

на на рис. 3, где видно, что коэффициент пропорциональности  $\eta_S$  для параболических антенных рефлекторов резко уменьшается с увеличением как СКО профиля рефлектора, так и с увеличением частоты сигнала.

Так, в соответствии с изложенным, задача оптимального проектирования по величине СКО для параболических антенных рефлекторов, в общем случае, сводится к следующей системе соотношений (4):

$$\begin{aligned} C_1 \leq \lambda \leq C_2 \quad (\text{допустимое множество рабочих длин волн}), \\ 0 < \delta < \lambda/16 \quad (\text{допустимое множество значений СКО}), \\ \eta_S(\delta, \lambda) = \exp\left(-\left(\frac{4\pi\delta}{\lambda}\right)^2\right) \quad (\text{целевая функция}), \\ \eta_S(\delta, \lambda) \rightarrow \max \quad (\text{критерий поиска}), \end{aligned} \quad (4)$$

здесь и далее  $C_i$  – некоторое проектное ограничение.

Такая постановка задачи оптимизации (4) приводит к необходимости минимизации СКО поверхности рефлектора, с возможным в рамках проектных ограничений уменьшением частоты сигнала. Приемлемым значением СКО  $\delta$  реального профиля антенного рефлектора от идеального параболоида тогда считают значение СКО  $\delta$ , не приводящее к уменьшению коэффициента  $\eta_S$  менее 0.95, что, исходя из (3), приводит к мнемоническому соотношению: допустимое СКО  $\delta$  профиля рефлектора ЗКА должно быть меньше

чем  $\lambda/50$  [2, 16], аналогично, – при  $\eta_S \geq 0.90$  получим  $\delta \leq \lambda/30$  [17]. В результате, проектное решение по величине допустимого СКО  $\delta$  профиля рефлектора, для частот  $Ka$  диапазона, становится ограниченным величиной менее 200 мкм (см. рис. 3), что в последствии, – при производстве и эксплуатации рефлектора сложно технически реализуемо [18–20], либо не реализуемо вовсе в случае крупногабаритных развертываемых рефлекторов [21]. Следовательно, – задача оптимального проектирования параболических антенных рефлекторов ЗКА, по меньшей мере, должна быть дополнена функциональной зависимостью допу-

стимого СКО и размеров рефлектора, что не учитывается в случае применения проектного ограничения точности вида  $\delta \leq \lambda/50$ .

Рассмотрим представленную графически на рис. 4 зависимость (2) коэффициента усиления реального параболического рефлектора  $G_A^R$  от частоты сигнала и значений СКО профиля отражающей поверхности. Из рис. 4 видно, что коэффициент усиления реального рефлектора резко снижается по мере того, как возрастает СКО, однако в области “средних” частот СКО мало влияет на коэффициент усиления. Данный факт свидетельствует о наличии “окна возможностей”, позволяющего проектировать и изготавливать параболические СВЧ рефлекторы ЗКА с относительно вы-

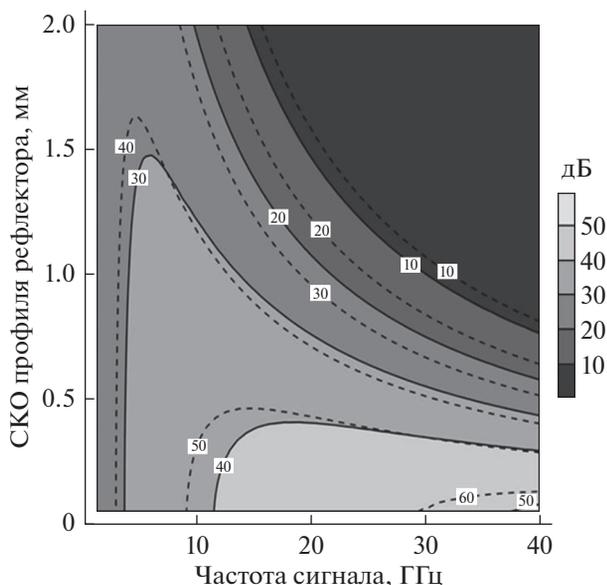
соким коэффициентом усиления сигнала и относительно “мягкими” требованиями к СКО профиля их отражающей поверхности, что приводит к возможности постановки задачи Парето-оптимального проектирования.

В такой задаче Парето-оптимизации должна быть учтена зависимость СКО и размеров рефлектора; учтена необходимость “смягчения” требований к СКО, т.е. их последующая технологическая достижимость. С учетом изложенного, задача Парето-оптимального проектирования параболических рефлекторов ЗКА в которой ищется максимум функции  $G_A^R(D, \lambda, \delta)$  при максимальном СКО  $\delta$  принимает вид (5):

$$\begin{aligned} \forall p \in \{0.6 \dots 0.8\} \text{ (параметр задачи – коэффициент эффективности),} \\ C_1 \leq \lambda \leq C_2 \text{ (допустимое множество рабочих длин волн),} \\ C_3 \leq D \leq C_4 \text{ (допустимое множество габаритов рефлектора),} \\ C_5 \leq G_A^R \leq C_6 \text{ (допустимое множество коэффициентов усиления),} \\ 0 < \delta < \lambda/16 \text{ (допустимое множество значений СКО),} \\ G_A^R(D, \lambda, \delta) = 10 \cdot \left[ \exp\left(-\left(\frac{4\pi\delta}{\lambda}\right)^2\right) \right] \cdot \left[ \lg\left(p \cdot \left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)^2\right) \right] \text{ (целевая функция),} \\ G_A^R(D, \lambda, \delta) \rightarrow \max \text{ (функциональный критерий поиска),} \\ \delta \rightarrow \max \text{ (технологический критерий поиска).} \end{aligned} \quad (5)$$

Частный вид решения задачи (5) зависит от набора проектных ограничений  $C_i$  и определяется с необходимой точностью на основе использова-

ния методов математического программирования, однако для предела минимальной необходимой точности профиля отражающей поверхности антенного рефлектора могут быть получены аналитические оценки общего вида.



**Рис. 4.** Коэффициент усиления  $G_A^R$  реального антенного рефлектора при  $p = 70\%$ . Сплошные линии уровня соответствуют рефлектору с диаметром  $D = 1$  м, пунктирные линии – рефлектору с диаметром  $D = 4$  м.

Соответственно, – из условия  $\partial G_A^R / \partial \lambda = 0$  можно оценить требование минимальной точности, необходимой для качественного функционирования параболического антенного рефлектора ЗКА с относительно высоким коэффициентом усиления (т.е. рефлектора “очень хорошего” качества) в зависимости от частоты сигнала и, что важно – его диаметра. Так, после тождественных преобразований, получим аналитическое выражение (6), описывающее зависимость максимального допустимого СКО  $\delta_{Хор}^{Теор}$  профиля поверхности рефлектора, т.е. требование минимальной точности, необходимой для качественного функционирования ЗКА. Полученное решение (6) можно считать Парето-фронтom первого ранга.

$$\delta_{Хор}^{Теор}(D, \lambda) = \frac{\lambda}{4 \cdot \pi \cdot \sqrt{\ln\left(p \cdot \left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)^2\right)}}. \quad (6)$$

Зависимость (6) достаточного СКО  $\delta_{Хор}^{Теор}$  представлена графически на рис. 5.

В результате анализа полученной зависимости (6) видно (рис. 5), что при увеличении диаметра рефлектора требования к точности его отражающей поверхности ужесточаются и, по-видимому, не могут быть в полной мере реализованы в случае крупногабаритных развертываемых сетчатых рефлекторов ЗКА. Таким образом, задача обеспечения высокого качества работы крупногабаритных рефлекторов существенно усложняется не только за счет роста сложности создания точных крупногабаритных поверхностей, но и за счет ужесточения требований точности при увеличении размеров отражающей поверхности. Следовательно, для крупногабаритных рефлекторов ЗКА перспективных частот целесообразно дополнительно определить иное технически достижимое условие, определяющее границу минимальной точности отражающей поверхности, обеспечивающей функционирование рефлектора. Такую оценку можно получить из условия  $\partial^2 G_A^R / \partial \delta^2 = 0$ . После преобразований, получим аналитическое выражение (7) для Парето-фронта второго ранга, который характеризует рефлекторы ЗКА “удовлетворительного” качества, т.е. их СКО  $\delta_{\text{удовл}}^{\text{Теор}}$  позволяет обеспечить относительно высокий коэффициент усиления при любом диаметре и частоте работы рефлектора. Требование точности (7) актуально, по-видимому, лишь для крупногабаритных развертываемых сетчатых рефлекторов.

$$\delta_{\text{удовл}}^{\text{Теор}}(D, \lambda) = \frac{\lambda}{4\pi\sqrt{2}} \approx \frac{\lambda}{18}. \quad (7)$$

Однако, из анализа полученной зависимости (6) также видно (см. рис. 5), что требование точности (6), напротив, является, более чем технически достижимым для жестких неразвертываемых рефлекторов с диаметром до 4 м, для таких рефлекторов технически возможно создание более точных поверхностей, обеспечивающих “отличное” качество функционирования, т.е. максимально возможный коэффициент усиления сигнала. Такое требование точности отражающей поверхности можно определить из условия  $\partial^2 G_A^R / \partial \lambda^2 = 0$ , что позволяет после преобразований получить аналитическое выражение (8) для Парето-фронта второго ранга, который характеризует высококачественные рефлекторы ЗКА, такие рефлекторы, которые обладают “отличным” качеством, т.е. их СКО  $\delta_{\text{отл}}^{\text{Теор}}$  позволяет наилучшим образом обеспечить коэффициент усиления при любом диаметре и частоте функционирования рефлектора. Полученное требование (8), по-видимому, актуально лишь для жестких неразвертываемых рефлекторов с диаметром до 4 м.

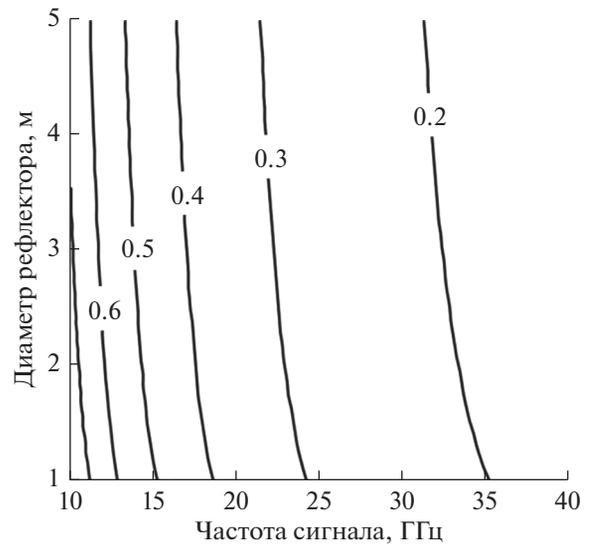


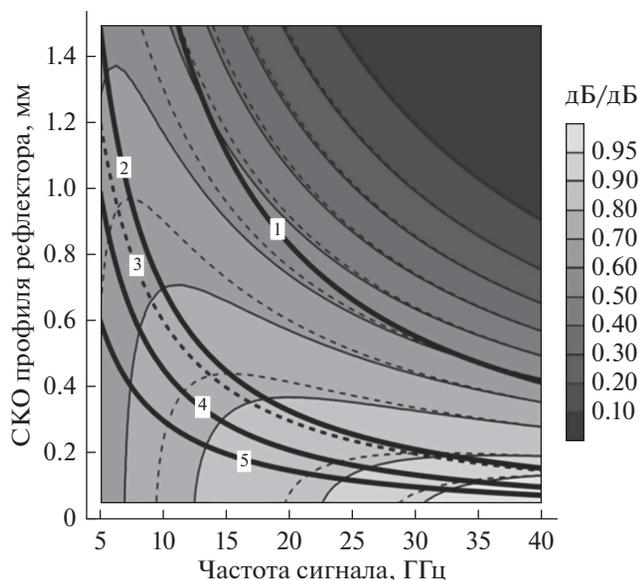
Рис. 5. Минимальная точность  $\delta_{\text{Хор}}^{\text{Теор}}$  [мм] профиля поверхности параболического антенного рефлектора в зависимости от частоты сигнала  $\nu$  и диаметра  $D$ , достаточная для обеспечения высокого коэффициента усиления сигнала рефлектором.

$$\delta_{\text{отл}}^{\text{Теор}}(D, \lambda) = \frac{\lambda}{8\pi} \sqrt{\frac{(3a+4) - \sqrt{(3a+4)^2 - 8a}}{a}}, \quad (8)$$

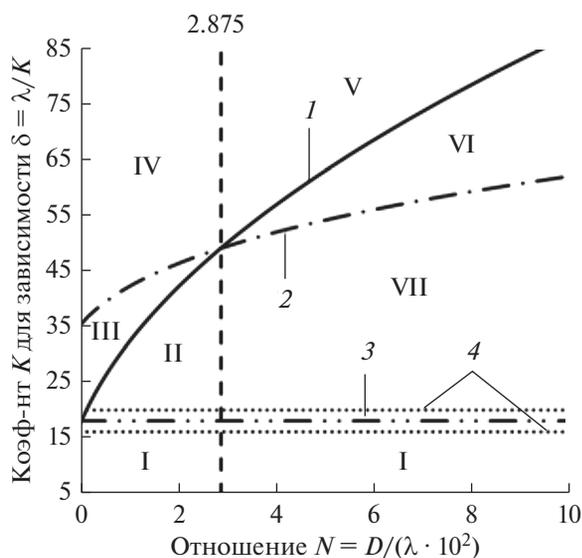
$$a = \ln\left(p \left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)^2\right).$$

Аналогично зависимости (6), зависимость (8) показывает, что с увеличением диаметра параболического рефлектора ЗКА требования к точности его отражающей поверхности ужесточаются. В случае высококачественных рефлекторов большого диаметра эти требования становятся меньше чем величина  $\lambda/50$ , приближаясь к требованиям точности оптических поверхностей зеркал космических телескопов, которые в настоящее время проектируются и изготавливаются с точностью до  $\delta \leq \lambda/100$  [22–24]. Иллюстрация полученных аналитических зависимостей (6)–(8) представлена на рис. 6, расчет проведен при  $p = 0.7$  для двух диаметров жестких рефлекторов ЗКА: для  $D = 1$  м и для  $D = 4$  м. Зависимость  $G_A^R(D, \nu, \delta)$  представлена в нормированном виде относительно эталонной точки – экстремума  $G_A^R(C_4, C_2, 0)$  на пространстве поиска.

Полученные требования к величине допустимого СКО отражающей поверхности параболических рефлекторов ЗКА позволяют классифицировать параболические СВЧ рефлекторы ЗКА по качеству обеспечения коэффициента усиления сигнала рефлектором в зависимости от диаметра рефлектора и частоты работы; такая классификация представлены на рис. 7.



**Рис. 6.** Зависимость нормированного коэффициента усиления  $G_A$  реального параболического антенного рефлектора от частоты сигнала  $\nu$  и СКО его поверхности  $\delta$ . Сплошные тонкие линии уровня соответствуют рефлектору ЗКА с диаметром  $D = 1$  м; тонкие пунктирные линии уровня – рефлектору ЗКА с  $D = 4$  м. Числами обозначены: 1 – Парето-фронт из уравнения (7); 2 – Парето-фронт из уравнения (6); 3 – условие точности  $\delta \leq \lambda/50$ ; 4 – Парето-фронт из уравнения (8); 5 – условие точности  $\delta \leq \lambda/100$ .



**Рис. 7.** Требования к точности  $K$  отражающей поверхности параболических антенных СВЧ рефлекторов в зависимости от диаметра  $D$  и длины волны сигнала  $\lambda$ .

На рис. 7: 1 – условие точности из уравнения (6); 2 – условие точности из уравнения (8); 3 – условие точности из уравнения (7); 4 – условие работоспособности антенного рефлектора; соответственно: I – рефлекторы неудовлетворительного

качества; II – рефлекторы малого диаметра удовлетворительного качества; III – рефлекторы малого диаметра хорошего качества; IV – рефлекторы малого диаметра отличного качества; V – габаритные рефлекторы отличного качества; VI – габаритные рефлекторы хорошего качества; VII – габаритные рефлекторы удовлетворительного качества. Необходимо отметить, что параболические рефлекторы, соответствующие условиям точности II и VII (см. рис. 7) обладают высокой чувствительностью коэффициента усиления к изменению СКО (см. рис. 6), в связи с чем их практическое использование ограничено.

Из рис. 6 и 7 видно, что выполнение условия работоспособности в виде  $\delta \leq \lambda/16$  является существенно недостаточным для обеспечения высокого коэффициента усиления антенным рефлектором, а выполнение условия работоспособности в виде  $\delta \leq \lambda/50$  не обладает достаточной модельной полнотой, т.к. не учитывает влияние диаметра рефлектора и как следствие, – лишь оценочно применимо как для сетчатых развертываемых рефлекторов ЗКА большого диаметра так и для жестких неразвертываемых прецизионных рефлекторов ЗКА с диаметром до 4 м.

Полученные в соответствии с уравнениями (6)–(8) значения допустимого СКО  $\delta^{top}$  всегда меньше чем величина  $\lambda/16$ , что является необходимым условием [11, 15] фокусировки сигнала в фокальной точке. Входящий в выражения (6)–(8) параметр эффективности ЗКА  $p$  во многом определяется именно отношением  $f/D$  фокусного расстояния к диаметру рефлектора, что позволяет применять полученные выражения (6)–(8) при расчете как “мелких”, так и “глубоких” параболических рефлекторов. Однако следует отметить, что выражения (1)–(3) и, соответственно, полученные на их основе выражения (6)–(8), оперируют с эффективными техническими характеристиками и адекватны лишь в модельном приближении геометрической оптики, при  $D \gg \lambda$ , таким образом, использование полученных выражений (6)–(8) при экстранизких и экстравысоких значениях частоты СВЧ-сигнала и значениях диаметра рефлектора не корректно. Кроме того, полученные аналитические оценки (6)–(8) для величины допустимого СКО как эффективной макромасштабной характеристики, по-видимому, могут быть скорректированы исходя из соображений адаптивной радиооптики и дополнены микромасштабными условиями качества рефлекторов ЗКА, шероховатость отражающей поверхности которых в случае перспективных  $K$  и  $K_a$  диапазонов должна составлять менее 0.1 мкм.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исходя из того, что увеличение частот работы параболических рефлекторов зеркальных косми-

ческих антенн приводит к существенному ужесточению требований к точности и стабильности профиля их отражающей поверхности, а обеспечение высоких требований точности является технически сложно достижимым, была сформулирована задача Парето-оптимального проектирования параболических рефлекторов с высоким коэффициентом усиления сигнала и минимальными требованиями к точности профиля их отражающей поверхности, в задаче учтено влияние диаметра рефлектора. В приближении геометрической оптики получены аналитические оценки (6)–(8) для Парето-фронттов различного ранга, описывающих зависимость точности профиля отражающей поверхности рефлектора, требуемой для функционирования антенны с относительно высоким коэффициентом усиления сигнала с учетом диаметра рефлектора.

В результате анализа полученных зависимостей (6)–(8) показано, что с увеличением диаметра рефлектора зеркальной космической антенны требования к точности отражающей поверхности ужесточаются. В случае высокоточных рефлекторов большого диаметра эти требования могут быть меньше чем величина  $\lambda/50$ , приближаясь к требованиям точности для оптической поверхности зеркал космических телескопов. Таким образом, задача обеспечения высокого коэффициента усиления крупногабаритных рефлекторов существенно усложняется не только за счет роста сложности создания точных крупногабаритных поверхностей, но и за счет ужесточения требований точности с увеличением размеров отражающей поверхности.

Полученные требования к среднеквадратическому отклонению профиля отражающей поверхности параболических рефлекторов зеркальных космических антенн классифицированы по практической применимости в зависимости от диаметра рефлектора и коэффициента усиления сигнала. По-видимому, полученные аналитические оценки (6)–(8) для величины допустимого СКО отражающей поверхности прямофокусных параболических рефлекторов могут дополнить существующую систему [25] показателей комплексного качества рефлекторов зеркальных космических антенн и могут быть применены при оценке бюджета погрешностей при их проектировании и производстве.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Imbriale W.A.* Spaceborn antennas for planetary exploration. NY.:Wiley-Interscience: John Wiley and Sons Inc., 2006. <https://doi.org/10.1002/0470052783>
2. *Reznik S.V., Prosuntsov P.V. et al.* Material science problems of building space antennas with a transformable reflector 100 m in diameter // *Procced. of the АСМТАА* 2015: 4th International conference on advanced composites and materials technologies for arduous applications. Wrexham, UK, 05–06.11.2015. IOP Conf. series: Materials science and engineering. 2016. V. 153. P. 1–10. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/153/1/012001>
3. Концепция космической транспортной системы // Сайт ГК “Роскосмос”. URL: [www.roscosmos.ru/media/files/docs/3/manned\\_mission\\_to\\_mars\\_ru\\_308\\_316.pdf](http://www.roscosmos.ru/media/files/docs/3/manned_mission_to_mars_ru_308_316.pdf).
4. *Brunnenmeyer D., Mills S., Patel S. et al.* Ka and Ku operational considerations for military SATCOM applications // *Procced. of the MILCOM 2012: The 2012 IEEE military communications conference*. Orlando, USA, 29.10–01.11.2015. <https://doi.org/10.1109/MILCOM.2012.6415563>
5. *Вечтомов В.А., Зимин В.Н. и др.* Бортовая многолучевая антенна Ка-диапазона для зонированного обслуживания территории РФ спутниковой связью с высокоскоростным доступом // *Наука и инновации*. 2012. № 8. С. 70–81. <https://doi.org/10.18698/2308-6033-2012-8-319>
6. *Бутенко В.В., Желтоногов И.В., Кантор Л.Я.* Новые горизонты систем спутниковой связи в Ка-диапазоне // *Электросвязь*. 2013. Т. 1. С. 7–12.
7. *Буйцинов Е., Локишин Б.* Пути освоения Ка-диапазона космическими аппаратами ГПКС // *Технологии и средства связи*. 2014. Т. 101. № 2. С. 64–67.
8. *Султанов А.С., Корниенко В.И., Пантелеймонов И.Н.* Оценка перспектив применения К/Ка-диапазона в отечественных системах спутниковой связи // *Технические науки*. 2014. Т. 23. № 1. С. 10–19.
9. *Balanis C.A.* Antenna theory and design. 3rd ed. New Jersey: Wiley-Interscience: John Wiley and Sons Inc., 2005.
10. *Stutzman W.L., Thiele G.A.* Antenna theory and design. 3rd ed. NY.: Wiley: John Wiley and Sons Ltd, 2013.
11. *Пригода Б.А.* Особенности конструирования зеркальных антенн космических аппаратов // *Вестник “ФГУП НПО им. С.А. Лавочкина”*. 2011. Т. 1. С. 27–31.
12. *Buffa F. et al.* The Sardinia radio telescope: a comparison between close-range photogrammetry and finite element models // *Mathematics and Mechanics of Solids*. 2015. P. 1–22. <https://doi.org/10.1177/1081286515616227>
13. *Белянский П.В., Мустафаев М.И.* Управление формой корректоров фазового фронта больших радиотелескопов // *Автоматика и телемеханика*. 1985. Т. 46. № 8. С. 5–14.
14. *Ruze J.* Antenna tolerance theory — a review // *Procced. of the IEEE*. 1966. V. 54. № 4. P. 633–640. <https://doi.org/10.1109/PROC.1966.4784>
15. *Климов А.Н.* Настройка крупногабаритных трансформируемых рефлекторов зонтичного типа в динамической системе координат // *Вестник СибГАУ*. 2013. Т. 52. № 6. С. 137–142.
16. *Reznik S.V. et al.* Modeling of the temperature and stressed-strained states of the reflector of a mirror space antenna // *J. Engineering Physics and Thermophysics*. 2015. V. 88. № 4. P. 978–983. <https://doi.org/10.1007/s10891-015-1273-8>

17. *Кисляков А.Г.* Радиоастрономические исследования в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн // *Успехи физических наук.* 1970. Т. 101. № 4. С. 607–653.  
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0101.197008b.0607>
18. *Ломаев В.И., Сагателян Г.Р.* Компьютерное моделирование операции доводки параболического рефлектора // *Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н.Э. Баумана.* 2011. № 10.
19. *Федорчук С.Д., Архипов М.Ю.* Вопросы обеспечения точности конструкции космического радиотелескопа проекта “РадиоАстрон” // *Космич. исслед.* 2014. Т. 52. № 5. С. 415–415.  
<https://doi.org/10.7868/S0023420614050057>
20. *Филина Е.К. и др.* Влияние разброса физико-механических характеристик углепластика на температурную формостабильность панели главного зеркала космической обсерватории “Миллиметрон” // *Механика композиционных материалов и конструкций.* 2019. Т. 25. № 4. С. 509–521.  
[https://doi.org/10.33113/mkmmk.ras.2019.25.04.509\\_521.04](https://doi.org/10.33113/mkmmk.ras.2019.25.04.509_521.04)
21. *Hedgepeth J.M.* Accuracy potentials for large space antenna reflectors with passive structure // *J. Spacecraft and Rockets.* 1982. V. 19. № 3. P. 211–217.  
<https://doi.org/10.2514/3.62239>
22. *Сычев В.В.* Метод изготовления облегченных оптических элементов // *Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н.Э. Баумана.* 2012. № 4.
23. *Абдулкадыров М.А., Семенов А.П.* Современные способы изготовления астрономических и космических зеркал // *Фотоника.* 2015. Т. 3. № 51. С. 62–79.
24. *Духопельников Д.В. и др.* Влияние режима ионной обработки на плотность дефектов и разрушение поверхности астроситалла // *Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н.Э. Баумана.* 2014. Т. 12. С. 181–191.  
<https://doi.org/10.7463/1214.0748236>
25. *Куприянова О.А. и др.* Определение комплексного показателя для оценки уровня качества рефлектора // *Вестник СибГАУ.* 2015. Т. 16. № 4. С. 946–951.

УДК 534.113

## СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ КРЫЛА СОЛНЕЧНОЙ БАТАРЕИ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

© 2021 г. А. К. Томилин<sup>1</sup>, \*, Г. Р. Зиякаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский томский политехнический университет, г. Томск, Россия

\*aktomilin@tpu.ru

Поступила в редакцию 19.10.2019 г.

После доработки 27.02.2020 г.

Принята к публикации 29.05.2020 г.

В процессе раскрытия крыльев солнечных батарей космического аппарата в них возникают собственные поперечные колебания. Исследование этих вибраций является актуальной проблемой, поскольку в некоторых случаях они способны нарушить коммутацию фотоэлектрических преобразователей. Поперечные колебания крыла создаются в результате соединения его секций при зачехлении (сцепке) шарнирных устройств. Кинетическая энергия секций при этом преобразуется в потенциальную энергию собственных колебаний крыла солнечной батареи. Эта задача традиционно решается путем применения конечно-элементной модели с последующими расчетами в программе ANSYS. Цель исследования заключается в разработке приближенно-аналитического метода математического моделирования собственных упругих колебаний элементов КСБ, возникающих в процессе его раскрытия.

DOI: 10.31857/S002342062101009X

### ВВЕДЕНИЕ

Крылья солнечных батарей (КСБ) космических аппаратов (КА) представляют собой сложную многослойную конструкцию, в состав которой входят фотоэлектрические преобразователи (ФЭП) размером 25×50 мм. Все ФЭП интегрированы в единую электрическую систему при помощи соединительных клемм. Нарушения соединений в клеммах могут возникать в результате вибраций КСБ. Поэтому к КСБ предъявляются определенные требования по вибропрочности, в частности по ограничению уровня, возникающих в них вибраций, с целью исключения коммутационных дефектов. Увеличение габаритов панелей, использование облегченных сплавов и полимерных соединений при производстве солнечных батарей для КА привели к тому, что анализ влияния упругих деформаций элементов КСБ стал актуальной конструкционной проблемой. Наиболее значительные вибрации КСБ испытывают в процессе их раскрытия. В связи с этим при проектировании КСБ необходимо адекватно моделировать процесс собственных колебаний, возникающих при раскрытии, с последующими виброиспытаниями на специальном стенде [1–4]. Обычно достаточно определить основную частоту колебаний и основную амплитудную форму, а также исследовать кривизну линии изгиба каждой панели.

Для ракетно-космических конструкций эта задача традиционно решается путем применения конечно-элементной модели (КЭМ) с последующими расчетами в программе ANSYS [5–9]. Однако в некоторых случаях, результаты расчетов существенно расходятся с данными экспериментов. Основная причина объясняется сложностью КЭМ, которая обычно включает сотни тысяч элементов. При этом необходимо определить оптимальный размер элементов разбиения, чтобы обеспечить достаточную степень точности расчетов при допустимых временных затратах. Поэтому, прежде чем производить дорогостоящие стендовые испытания, полученные расчетные результаты желательно верифицировать, используя альтернативный путь. При исследовании собственных колебаний КСБ можно составить достаточно простую модель и получить приближенное аналитическое решение.

Цель исследования заключается в разработке приближенно-аналитического метода математического моделирования собственных упругих колебаний элементов КСБ, возникающих в процессе его раскрытия. Метод предлагается использовать в качестве альтернативного при проектировании КСБ и определении их конструктивных особенностей, а также при выборе типа клемм коммутации ФЭП.

В качестве объекта исследования рассматривается модель крыла (рис. 1), описанная в [10].

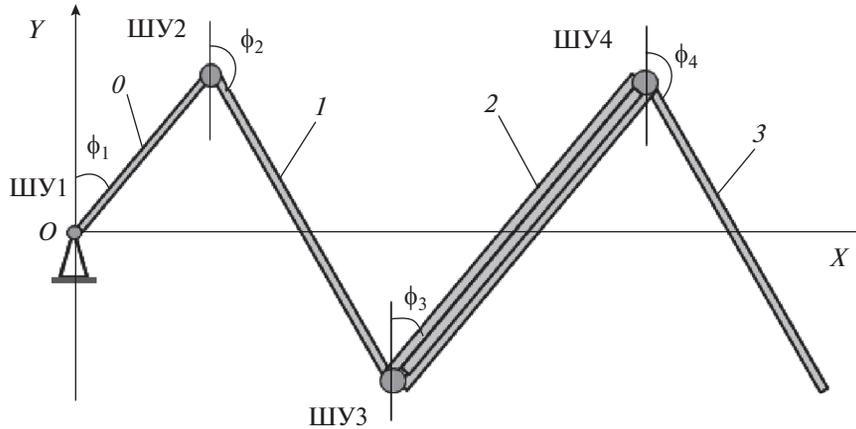


Рис. 1. Схематическое представление КСБ: 0 – штанга, 1 – первая секция-панель, 2 – вторая (трехпанельная) секция, 3 – третья секция-панель.

Крыло состоит из штанги и трех секций. Штанга и секции последовательно соединены шарнирами вращения с одной степенью свободы. В процессе раскрытия их центры масс перемещаются в направлении оси  $OX$ . Массы и жесткости секций различаются. Секции 1 и 3 – одиночные панели. Секция 2 объединяет три сложенных панели, поэтому имеет самую большую массу и жесткость. Процесс раскрытия секции 2 в поперечном к рисунку направлении в данной работе не рассматривается.

В результате моделирования процесса раскрытия такого КСБ установлена [10] следующая последовательность зачековки шарнирных устройств (ШУ):

$$\text{ШУ1}(51.51c) \rightarrow \text{ШУ2}(51.51c) \rightarrow \\ \rightarrow \text{ШУ4}(67.26c) \rightarrow \text{ШУ3}(109.82c).$$

В скобках указано время зачековки соответствующего ШУ с начала процесса раскрытия крыла. Заметим, что ШУ1 и ШУ2 зачековываются практически одновременно.

Каркасы всех элементов КСБ представляют собой трубчатые конструкции и выполнены из одного материала. После зачековки ШУ1 и ШУ2 штангу и первую панель, соединенные между собой, можно моделировать единым стержнем. Левый конец этого стержня закреплен консольно, а с правым концом шарнирно связаны секции 2 и 3. Затем происходит зачековка ШУ4. При этом между собой соединяются секции 2 и 3. На последнем этапе зачековывается ШУ3 и все крыло моделируется составным стержнем с четырьмя разнородными участками.

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОБСТВЕННЫХ ЧАСТОТ И ВОЛНОВЫХ ЧИСЕЛ

Причиной возникновения начальных деформаций элементов КСБ в процессе раскрытия яв-

ляется зачековка смежных элементов крыла. Соединенные между собой секции моделируются одним упругим линейным стержнем. Механические свойства сочлененных секций могут различаться [11], поэтому составной стержень не является однородным. Вибрационные процессы следует рассматривать отдельно в пределах каждого временного этапа для каждой секции с учетом стыковки решений на границах.

На некоторых временных этапах, когда еще не все секции соединены между собой, используется модель консольного стержня с присоединенной на свободном конце массой  $M$ , которая отражает инерционные свойства незачекованных секций. Рассмотрим задачу о поперечных вибрациях консольного стержня длиной  $l$  с точечной массой  $M$  на конце. Амплитудные функции удобно выражать в функциях А.Н. Крылова [12]:

$$X_i(z) = C_1 K_1(\alpha_i z) + C_2 K_2(\alpha_i z) + \\ + C_3 K_3(\alpha_i z) + C_4 K_4(\alpha_i z), \quad (i = 1, \infty), \quad (1)$$

где  $K_1$ – $K_4$  – функции Крылова,  $C_1$ – $C_4$  – произвольные константы,  $\alpha_i$  – волновые числа.

Краевые условия в рассматриваемом случае записываются в виде:

$$X_i(0) = 0, \quad \left( \frac{dX_i}{dz} \right)_{z=0} = 0, \\ EJ \left( \frac{d^3 X_i}{dz^3} \right)_{z=l} = -Mp_i^2 X_i(l), \quad \left( \frac{d^2 X_i}{dz^2} \right)_{z=l} = 0, \quad (2)$$

где  $p_i$  – круговые частоты собственных колебаний,  $EJ$  – изгибная жесткость стержня. Волновые числа и круговые частоты для однородного участка связаны соотношением

$$\alpha_i = \sqrt[4]{\frac{p_i^2 m}{EJ}}. \quad (3)$$

Первые два условия (2) называются геометрическими и соответствуют консольной заделке стержня: отсутствует смещение и угол поворота. Последние два условия являются динамическими: на правом конце сила упругости уравновешивается силой инерции присоединенной массы  $M$ , изгибающий момент отсутствует.

Ограничимся определением основной частоты ( $i = 1$ ), применив метод Рэлея [13]. Индекс “1” в дальнейшем опускаем. В процессе зачековки шарнирных устройств кинетическая энергия соединенных звеньев преобразуется в потенциальную энергию упругих деформаций, это приводит к возникновению собственных колебаний системы. В методе Рэлея используются максимальные значения кинетической и потенциальной энергий:

$$p^2 = \frac{P_{\max}}{T_{\max}}, \quad (4)$$

где

$$P_{\max} = \int_0^l EJ\psi''^2(z)dz, \quad T_{\max} = \int_0^l m\psi^2(z)dz. \quad (5)$$

Здесь  $\psi(z)$  – базисная (координатная) функция, которая выражает статическую деформацию стержня от заданной нагрузки, или от нагрузки, близко воспроизводящей общий вид деформации стержня в первом его главном колебании. Масса и жесткость стержня могут быть неоднородными по длине стержня. В этом случае они задаются в виде функций  $z$ . Размерность базисной функции  $\psi(z)$  – метры. Заметим, что  $T_{\max}$  лишь условно называется кинетической энергией. Чтобы получить реальную кинетическую энергию ее нужно умножить на квадрат частоты:  $p^2 T_{\max}$ .

Определим основную частоту колебаний упругого стержня постоянного сечения длиной  $l$  с погонной массой  $m$ . Форму колебаний примем в виде упругой линии от произвольной сосредоточенной силы  $F$ , приложенной на свободном конце [13]:

$$\psi(z) = \frac{F}{6EJ}(3lz^2 - z^3), \quad (6)$$

тогда

$$\psi''(z) = \frac{F}{EJ}(l - z). \quad (7)$$

Заметим, что функция (6) соответствует геометрическим граничным условиям (2). В случае неоднородного стержня с присоединенной точечной массой в соответствие с (4) имеем:

$$p^2 = \frac{\int_0^l EJ\psi''^2 dz}{\int_0^l m\psi^2 dz + M\psi^2(l_M)}. \quad (8)$$

Под  $l_M$  в (8) следует понимать расстояние от закрепленного конца стержня до точечной массы  $M$ . Сила  $F$  в (8) сокращается, поэтому искомая частота  $p$  от нее не зависит.

Определение частот упругих колебаний КСБ в процессе раскрытия следует выполнять поэтапно. Числовые расчеты выполнялись в программе Mathcad.

*Первый этап* (от зачековки ШУ1 и ШУ2 до зачековки ШУ4, от 51.51 до 67.26 с). Произведем расчет основной частоты вибраций штанги, соединенной с секцией 1 (идентификационный индекс “01”), с точечной массой, отражающей инерционные свойства незачекованных секций 2 и 3.

Обоснуем способ вычисления приведенной точечной массы применительно к рассматриваемой задаче. Секция 2 имеет массу в три раза больше, чем секция 3, к тому же ШУ3 между ними не зачековано. Поэтому приблизительно достаточно учесть только инерционные свойства панели 2. Приведенную массу  $M_2$  можно определить из сравнения моментов инерции стержня и двухмассовой гантели такой же длины:

$$\frac{m_2 l_2^3}{12} = 2M_2 \left(\frac{l_2}{2}\right)^2, \quad \text{тогда} \quad M_2 = \frac{m_2 l_2}{6}. \quad (9)$$

Учитывая, что приведенная масса  $M_2$  от ШУ1 находится на расстоянии  $l_{M2} = l_0 + l_1$ , условную кинетическую энергию запишем в виде:

$$T_{\max}^{(01)} = \int_0^{l_0} m_0 \psi^2(z) dz + \int_{l_0}^{l_0+l_1} m_1 \psi^2(z) dz + M_2 \psi^2(l_{M2}). \quad (10)$$

Используем формулу (8) с учетом (10), получим выражение для основной частоты собственных колебаний:

$$p^{(01)2} = \frac{\int_0^{l_0+l_1} EJ(z)\psi''^2 dz}{\int_0^{l_0+l_1} m(z)\psi^2 dz + M_2 \psi^2(l_{M2})}. \quad (11)$$

Здесь

$$m(z) = \begin{cases} m_0, & 0 < z \leq l_0, \\ m_1, & l_0 < z \leq l_0 + l_1, \end{cases}$$

$$EJ(z) = \begin{cases} (EJ)_0, & 0 < z \leq l_0, \\ (EJ)_1, & l_0 < z \leq l_0 + l_1, \end{cases}$$

а базисная функция (6) и ее вторая производная (7) имеют соответственно вид

$$\psi(z) = \frac{F}{6EJ(z)}(3l_0 z^2 - z^3),$$

$$\psi''(z) = \frac{F}{EJ(z)}(l_{01} - z),$$

где  $l_{01} = l_0 + l_1$ .

Волновые числа для каждой секции определяются из соотношений

$$\alpha^{(0)} = \sqrt[4]{\frac{p^{(01)^2} m_0}{EJ_0}}, \quad \alpha^{(1)} = \sqrt[4]{\frac{p^{(01)^2} m_1}{EJ_1}}, \quad (12)$$

$$\alpha^{(01)} = \begin{cases} \alpha^{(0)}, & 0 < z \leq l_0, \\ \alpha^{(1)}, & l_0 < z \leq l_0 + l_1. \end{cases}$$

Используем следующие числовые значения механических характеристик элементов крыла, записанные в порядке их расположения на рис. 1:

$$\begin{aligned} l_0 &= 3.349 \text{ м}, \quad l_1 = 4.118 \text{ м}, \\ l_2 &= 4.035 \text{ м}, \quad l_3 = 3.935 \text{ м}, \\ m_0 &= 3.9 \text{ кг/м}, \quad m_1 = 8.0 \text{ кг/м}, \\ m_2 &= 18.1 \text{ кг/м}, \quad m_3 = 6.1 \text{ кг/м}, \\ (EJ)_0 &= 1200 \text{ Нм}^2, \quad (EJ)_1 = 400 \text{ Нм}^2, \\ (EJ)_2 &= 1600 \text{ Нм}^2, \quad (EJ)_3 = 400 \text{ Нм}^2. \end{aligned}$$

Используя (12), получим:

$$p^{(01)} = 0.224 \text{ с}^{-1}, \quad \alpha^{(0)} = 0.113 \text{ м}^{-1}, \quad \alpha^{(1)} = 0.178 \text{ м}^{-1}.$$

*Второй этап* (от зачековки ШУ4 до зачековки ШУ3, от 67.26 до 109.82 с). Расчет основной частоты колебаний секции 3 производится в системе отсчета, связанной с ШУ3. Применяются формулы:

$$\Pi_{\max}^{(3)} = \int_0^{l_3} (EJ)_3 \psi''^2(z) dz, \quad T_{\max}^{(3)} = \int_0^{l_3} m_3 \psi^2(z) dz.$$

Основная частота собственных колебаний и соответствующее волновое число определяются по формулам:

$$p^{(3)} = \frac{3.57}{l_3^2} \sqrt{\frac{EJ_3}{m_3}}, \quad \alpha^{(3)} = \sqrt[4]{\frac{p^{(3)^2} m_3}{EJ_3}}. \quad (13)$$

Получаем числовые значения:  $p^{(3)} = 1.86 \text{ с}^{-1}$ ,  $\alpha^{(3)} = 0.48 \text{ м}^{-1}$ .

*Третий этап* (от зачековки ШУ3 в момент времени 109.82 с и до затухания колебаний). Произведем расчет основной частоты колебаний неоднородного стержня, состоящего из всех четырех зачекованных секций (идентификационный индекс “0–3”) методом Рэлея. В этом случае при расчете максимальных значений кинетической и потенциальной энергий, следует воспользоваться формулами:

$$\begin{aligned} T_{\max}^{(0-3)} &= m_0 \int_0^{l_0} \psi^2(z) dz + m_1 \int_{l_0}^{l_0+l_1} \psi^2(z) dz + \\ &+ m_2 \int_{l_0+l_1}^{l_0+l_1+l_2} \psi^2(z) dz + m_3 \int_{l_0+l_1+l_2}^{l_0+l_1+l_2+l_3} \psi^2(z) dz, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Pi_{\max}^{(0-3)} &= (EJ)_0 \int_0^{l_0} \psi''^2 dz + (EJ)_1 \int_{l_0}^{l_0+l_1} \psi''^2 dz + \\ &+ (EJ)_2 \int_{l_0+l_1}^{l_0+l_1+l_2} \psi''^2 dz + (EJ)_3 \int_{l_0+l_1+l_2}^{l_0+l_1+l_2+l_3} \psi''^2 dz. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь  $\psi(z) = \frac{F}{6EJ(z)} (3l_{0-3}z^2 - z^3)$ ,  $\psi''(z) = \frac{F}{EJ(z)} (l_{0-3} - z)$ , и используются значения

$$EJ(z) = \begin{cases} (EJ)_0, & 0 < z \leq l_0, \\ (EJ)_1, & l_0 < z \leq l_0 + l_1, \\ (EJ)_2, & l_0 + l_1 < z \leq l_0 + l_1 + l_2, \\ (EJ)_3, & l_0 + l_1 + l_2 < z \leq l_0 + l_1 + l_2 + l_3. \end{cases}$$

В итоге имеем:

$$\begin{aligned} p^{(0-3)} &= 0.179 \text{ с}^{-1}, \quad \alpha^{(0)} = 0.101 \text{ м}^{-1}, \quad \alpha^{(1)} = 0.159 \text{ м}^{-1}, \\ \alpha^{(2)} &= 0.138 \text{ м}^{-1}, \quad \alpha^{(3)} = 0.149 \text{ м}^{-1}. \end{aligned}$$

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМ ОСНОВНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Определим основные амплитудные функции на каждом этапе раскрытия КСБ и исследуем кривизну изгиба панелей.

*Первый этап* (от 51.51 до 67.26 с). Вначале определим амплитудную функцию в пределах штанги:  $0 \leq z \leq l_0$ . Используем идентификационный индекс “0”.

Из геометрических условий (2) применительно к (1) следует:

$$C_1 = 0, \quad C_2 = 0.$$

Приняв масштабный коэффициент  $C_4 = 1$ , используя граничное условие:

$$\left( \frac{d^2 X^{(0)}}{dz^2} \right)_{z=l_0} = 0,$$

$$\text{получим: } C_3^{(0)} = -\frac{K_2(\alpha^{(0)} l_0)}{K_1(\alpha^{(0)} l_0)}.$$

Запишем амплитудную функцию для штанги с использованием аргумента  $z_0$  в пределах  $0 \leq z_0 \leq l_0$ :

$$X^{(0)}(z_0) = -\frac{K_2(\alpha^{(0)} l_0)}{K_1(\alpha^{(0)} l_0)} K_3(\alpha^{(0)} z_0) + K_4(\alpha^{(0)} z_0). \quad (16)$$

Амплитудную функцию в пределах секции 1 запишем с использованием новой шкалы отсчета от конца штанги, который в новой системе отсче-

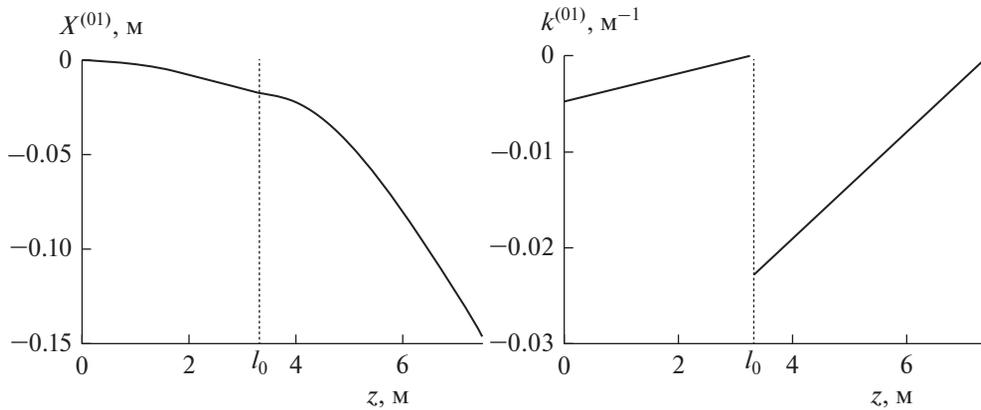


Рис. 2. (а) Амплитудная функция  $X^{(01)}$ . (б) Амплитудная функция  $k^{(01)}$ .

та считается неподвижным. Используя координату  $z_1$  в пределах  $0 \leq z_1 \leq l_1$ , запишем

$$X^{(1)}(z_1) = -\frac{K_2(\alpha^{(1)}l_1)}{K_1(\alpha^{(1)}l_1)}K_3(\alpha^{(1)}z_1) + K_4(\alpha^{(1)}z_1) + X^{(0)}(l_0). \quad (17)$$

Условие стыковки функций (16) и (17):

$$X_1^{(0)}(l_0) = X_1^{(1)}(0).$$

График сопряженных функций (16) и (17) представлен на рис. 2а.

Функцию смещений основного колебания для состыкованных между собой штанги и секции 1 запишем в виде:

$$U^{(01)}(z, t) = X^{(01)} \sin p^{(01)}t. \quad (18)$$

Здесь амплитудная функция разбивается на два участка:

$$X^{(01)} = \begin{cases} X^{(0)}(z_0); & 0 \leq z_0 \leq l_0; \\ X^{(1)}(z_1); & 0 \leq z_1 \leq l_1. \end{cases}$$

Изгиб стержневой системы характеризуется кривизной, которая определяется по формуле:

$$k^{(01)}(z) = \frac{X^{(01)''}}{\left[1 + \left(X^{(01)'}\right)^2\right]^{3/2}}. \quad (19)$$

Именно эту характеристику следует в первую очередь учитывать при определении вероятности возникновения коммутационных дефектов ФЭП. Функция кривизны имеет разрыв в точке сочленения секций, поскольку их изгибные жесткости различаются (рис. 2б). Наибольшая по модулю кривизна изгиба панели 1 возникает вблизи ШУ2, следовательно, на данном этапе раскрытия КСБ, в этом сечении нарушение коммутации ФЭП наиболее вероятно.

*Второй этап* (от 67.26 до 109.82 с). Функция смещений секции 3 в системе отсчета, связанной с ШУ3, записывается в виде

$$U^{(3)}(z_3, t) = \left[ -\frac{K_2(\alpha^{(3)}l_3)}{K_1(\alpha^{(3)}l_3)}K_3(\alpha^{(3)}z_3) + K_4(\alpha^{(3)}z_3) \right] \sin p^{(3)}t. \quad (20)$$

Здесь аргумент изменяется в пределах  $0 \leq z_3 \leq l_3$ .

*Третий этап* (от 109.82 с до затухания колебаний). На третьем этапе упругие вибрации КСБ возникают за счет зачекочки ШУ3. Функция смещений запишется в виде

$$U^{(0-3)}(z, t) = X^{(0-3)} \sin p^{(0-3)}t, \quad (21)$$

где

$$X^{(0-3)} = \begin{cases} X^{(0)}(z_0) = -\frac{K_2(\alpha^{(0)}l_0)}{K_1(\alpha^{(0)}l_0)}K_3(\alpha^{(0)}z_0) + K_4(\alpha^{(0)}z_0), & 0 \leq z_0 \leq l_0; \\ X^{(1)}(z_1) = -\frac{K_2(\alpha^{(1)}l_1)}{K_1(\alpha^{(1)}l_1)}K_3(\alpha^{(1)}z_1) + K_4(\alpha^{(1)}z_1) + X^{(0)}(l_0), & 0 \leq z_1 \leq l_1; \\ X^{(2)}(z_2) = -\frac{K_2(\alpha^{(2)}l_2)}{K_1(\alpha^{(2)}l_2)}K_3(\alpha^{(2)}z_2) + K_4(\alpha^{(2)}z_2) + X^{(1)}(l_1), & 0 \leq z_2 \leq l_2; \\ X^{(3)}(z_3) = -\frac{K_2(\alpha^{(3)}l_3)}{K_1(\alpha^{(3)}l_3)}K_3(\alpha^{(3)}z_3) + K_4(\alpha^{(3)}z_3) + X^{(2)}(l_2), & 0 \leq z_3 \leq l_3. \end{cases}$$

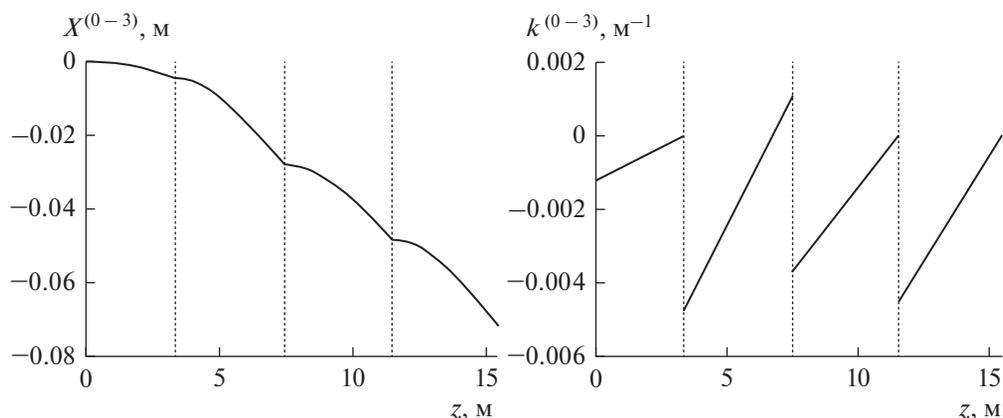


Рис. 3. (а) Основная форма колебаний КСБ; (б) График функции кривизны  $k^{(0-3)}$ .

Функция кривизны на каждом участке определяется по формуле, аналогичной (19).

На рис. 3 представлена основная форма колебаний всего КСБ и график функции кривизны для каждой секции. Из них следует, что самым опасным является сечение секции 1 вблизи ШУ2, а для секции 3 – вблизи ШУ4. В секции 2, сложенной из трех панелей, на этом этапе раскрытия КСБ повреждения коммутации ФЭП маловероятны.

Если сравнить первый и третий временные этапы и возникающие максимальные значения кривизны, то первый этап представляется на порядок более опасным.

Предложенный метод позволяет приблизительно определить характеристики основной моды вибрационного процесса колебаний КСБ. При этом не учитываются диссипативные силы внешнего и внутреннего трения. За счет этого полученные значения собственных частот несколько больше реальных демпфированных частот. В космосе, где внешнее сопротивление практически отсутствует, эту разность можно оценить не более, чем в 10%. Однако этот недостаток не является критическим, поскольку завышенное значение частоты не снижает критерий вибропрочности.

Использованная модель не учитывает упругие свойства корпуса КА, к которому крепится штанга КСБ. С учетом линейных размеров КСБ и изгибной жесткости его элементов этим несоответствием можно пренебречь.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье предлагается приближенно-аналитический метод математического моделирования колебаний КСБ, возникающих в процессе его раскрытия. Предложенный метод опирается на стержневую модель КСБ и позволяет с достаточной степенью точности определять основные ча-

стоты, волновые числа и амплитудные функции колебаний всех звеньев КСБ на каждом временном этапе его раскрытия. Особое внимание при этом обращается на кривизну изгиба секций с целью определения сечений, в которых наиболее вероятны нарушения коммутации ФЭП.

Подобный расчет можно использовать в качестве проверочного при проектировании КСБ и определении их конструктивных особенностей, в частности при выборе типа клемм коммутации ФЭП. При разработке испытательных стендов следует обратить внимание на возможность фиксации определенных выше характеристик собственных колебаний КСБ, возникающих в процессе раскрытия.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Spacecraft Systems Engineering* / Eds. Peter Fortescue, Graham Swinerd, John Stark. Wiley, 2011.
2. Бакулин Д.В., Борзых С.В., Ососов Н.С. и др. Моделирование процесса раскрытия солнечных батарей // Изв. РАН. Математическое моделирование. 2004. Т. 16. № 6. С. 88–92.
3. Борзых С.В., Ильясова И.Р. Моделирование и экспериментальная отработка процесса раскрытия крупногабаритных многозвенных солнечных батарей космических аппаратов // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана, Сер. Машиностроение. 2012. № 8. С. 60–68.
4. Shpyakin I., Malyshenko A. Comparative analysis of gravity compensation systems for ground tests of deployable solar arrays. 2015 International Siberian Conference on Control and Communications, SIBCON 2015 – Proceedings. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc. 2015. <https://doi.org/10.1109/SIBCON.2015.7147290>
5. Соустин Б.П., Тестоедов Н.А., Рудомёткин А.Г. и др. Виброиспытания космических аппаратов. М.: Наука, 2000.

6. Кармишин А.В., Лиходед А.И., Паничкин Н.Г., Сухинин С.Н. Основы отработки прочности ракетно-космических конструкций. М.: Машиностроение, 2007.
7. Хейлен В., Ламменс С. Модальный анализ: теория и испытания. М.: Новатест, 2010.
8. Софинский А.Н. Система отработки вибропрочности: опыт применения и перспективы развития // Космическая техника и технологии. 2016. № 1(12). С. 12–21.
9. Безмозгий И.М., Софинский А.Н., Чернягин А.Г. Отработка вибропрочности узлового модуля российского сегмента международной космической станции // Космическая техника и технологии. 2015. № 3(10). С. 15–25.
10. Tomilin A., Shpyakin I. Mathematical modeling of a solar arrays deploying process at ground tests. IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 124(1), [012103]. 2016.  
<https://doi.org/10.1088/1757-899X/124/1/012103>
11. Шатров А.К., Назарова Л.П., Машуков А.В. Механические устройства космических аппаратов. Конструктивные решения и динамические характеристики: Учеб. пособие. Красноярск: Сиб. гос. аэрокосмич. ун-т, 2006.
12. Крылов А.Н. О расчете балок, лежащих на упругом основании. Л.: АН СССР, 1931.
13. Волков А.С., Плотников Ю.Г. Динамические расчеты упругих систем: Учебное пособие. Хабаровск: ДВГУПС, 2007.

## ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ТРАЕКТОРИЙ ПОСАДКИ НА ЛУНУ: ОБЛАСТИ ДОСТИЖИМОСТИ, ПЕРЕНАЦЕЛИВАНИЕ И ОГРАНИЧЕНИЕ ПО ПРОФИЛЮ СНИЖЕНИЯ

© 2021 г. Ю. П. Улыбышев\*

Ракетно-космическая корпорация “Энергия” им. С.П. Королева, г. Королев, Россия

\*yuri.ulybyshev@rsce.ru

Поступила в редакцию 23.12.2019 г.

После доработки 10.05.2020 г.

Принята к публикации 29.05.2020 г.

Представлен прямой метод оптимизации пространственных траекторий лунной посадки на фазе торможения с ограничением по профилю снижения, когда посадочный аппарат должен оставаться внутри некоторого конуса с вершиной в заданной точке посадки. Моделью движения является точка переменной массы, движущаяся в однородном гравитационном поле. Метод использует двухуровневую оптимизацию характеристической скорости для заданных дальности и бокового смещения при свободном времени посадки. Верхний уровень соответствует одномерной нелинейной оптимизации времени посадки. Нижний уровень — оптимизация для формируемых на верхнем уровне времен посадки и заданных координатах точки посадки с использованием дискретных множеств псевдоимпульсов и линейного программировании высокой размерности. В качестве примеров представлены энергетически доступные области и области при перенацеливании по точке посадки.

DOI: 10.31857/S0023420621010106

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Первая успешная автоматическая мягкая посадка на поверхность Луны была осуществлена советским космическим аппаратом *Луна-9* [1] в 1966 г. Первая пилотируемая успешная посадка на Луну была выполнена американским кораблем *Apollo-11* в 1969 г. [2]. В настоящее время в стадии разработки различными космическими агентствами находится ряд новых лунных миссий.

Примеры исследований по траекториям посадки на Луну приведены в [3–21], где рассматривались различные аспекты подобных траекторий: проектирование схем полета, алгоритмы наведения и оптимизация траекторий, проблема перенацеливания и т.д. Многие из ранних работ по оптимизации траекторий посадки на Луну были основаны на непрямых методах, использующих принцип максимума Понтрягина [22]. Решения одномерной задачи вертикального снижения с мягкой посадкой были изложены в [3, 4]. Численный метод оптимизации плоских траекторий посадки был представлен в [5]. В 1971 г. получено точное аналитическое решение такой задачи [6]. Рассматривались различные оптимальные стратегии мягкой посадки с окололунной орбиты [10]. Другие численные решения основаны на прямых методах оптимизации использующих, как правило, алгоритмы нелинейного программирования

[9, 13, 18]. Ряд работ посвящен разработке алгоритмов управления [7, 12, 15–17]. Практические космические миссии зачастую требуют удовлетворения не только условий по мягкой посадке, но и выполнения специфичных ограничений. Как пример, имеются ограничения во внутренних точках траектории в форме граничных условий или неравенств, ограничения по предпочтительной ориентации и другие операционные ограничения. Траектории посадки с безопасным профилем посадки и ограничениями по ориентации исследовались автором в [14], а ограничение по профилю снижения рассматривались в [18]. Это ограничение связано с двумя целями: посадочная ступень не должна пересекать лунную поверхность (в случае наличия неровностей рельефа вблизи точки посадки) и ограничивает угол видимости этой точки, от которого зависит качество работы системы видеонавигации.

Траектории посадки с окололунных орбит включают три фазы: сход с орбиты, перелет с орбиты и финальную фазу — торможение [11]. Рассматриваются пространственные траектории на фазе торможения. Такие траектории представляют собой интерес для точек посадки, смещенных относительно орбитальной трассы и/или задач перенацеливания. В статье представлен новый приближенный метод двухуровневой прямой оп-

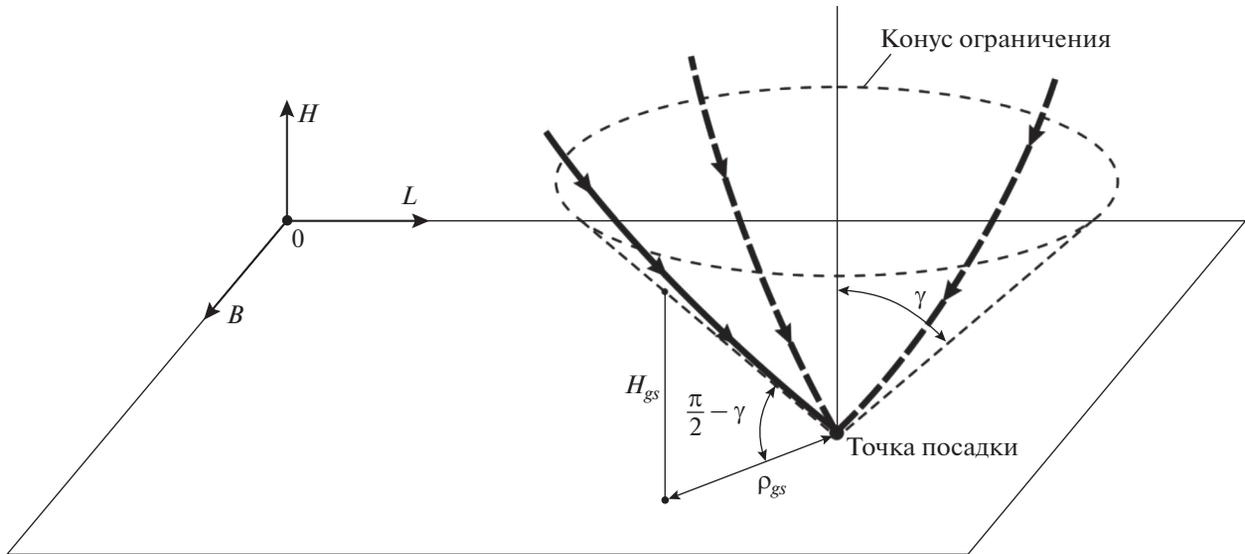


Рис. 1. Ограничение профиля снижения.

тимизации для заданных конечных продольной и боковой дальностей при свободном времени полета. Верхний уровень соответствует одномерной оптимизации времени с использованием нелинейного программирования. Нижний уровень – оптимизация посадки при заданном конечном времени и заданных координатах точки посадки, которая базируется на численном методе с использованием дискретных множеств псевдоимпульсов [14, 23]. Этот метод использует дискретизацию траектории на малые сегменты и близкую к равномерной дискретную аппроксимацию пространства управления (т.е. возможные направления вектора тяги и ее величина) множествами псевдоимпульсов с ограничениями неравенствами на каждом сегменте. Краевые условия представляются как линейное матричное уравнение и требуют вычисления частных производных по всем псевдоимпульсам на каждом сегменте. Матричное неравенство для сумм характеристических скоростей псевдоимпульсов используется для преобразования задачи в форму линейного программирования высокой размерности. Ограничение по профилю снижения представляется дополнительной строкой в матрице неравенства. Современные методы линейного программирования используют алгоритмы внутренней точки для решения подобных задач высокой размерности. В общем случае непрерывные маневры включают некоторое число смежных сегментов и необходима обработка решений линейного программирования для формирования последовательности маневров. Итеративный процесс требуется для обновления массы посадочной ступени по сегментам и параметров ограничения по профилю снижения.

Целью работы является разработка метода оптимизации пространственных траекторий посадки на Луну при ограничениях для получения энергетических оценок, которые необходимы для проектирования лунной посадочной ступени (ЛПС).

## 2. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЛУННОЙ ПОСАДОЧНОЙ СТУПЕНИ

Трехмерное движение ЛПС переменной массы моделируется в виде точечной массы, движущейся в плоскопараллельном однородном гравитационном поле:

$$\begin{cases} \frac{dH}{dt} = V_H \\ \frac{dL}{dt} = V_L \\ \frac{dB}{dt} = V_B \\ \frac{dV_H}{dt} = f_T \frac{a_0}{m} \sin \varphi - g_M, \\ \frac{dV_L}{dt} = f_T \frac{a_0}{m} \cos \varphi \cos \psi \\ \frac{dV_B}{dt} = f_T \frac{a_0}{m} \cos \varphi \sin \psi \\ \frac{dm}{dt} = -f_T \dot{m} \end{cases} \quad (1)$$

где  $H$  – высота;  $L$  – дальность;  $B$  – боковая дальность;  $V$  – скорость;  $t$  – время;  $f_T$  – безразмерный уровень тяги (для максимальной тяги  $f_T = 1$ );  $a_0$  – начальное реактивное ускорение;  $m$  – безразмер-

ная масса аппарата (в начальный момент  $m_0 \equiv 1$ );  $\dot{m}$  – безразмерный массовый расход для максимального уровня тяги;  $g_M$  – гравитационное ускорение на поверхности Луны;  $\varphi$  – угол тангажа (между продольной осью ЛПС и плоскостью OLB);  $\psi$  – курсовой угол (между проекцией продольной осью ЛПС на плоскость OLB и плоскостью OLN). Для траекторий с изменением высоты на  $\sim 15$  км и дальности  $\sim 200$  км эта гравитационная модель имеет ошибки по величине гравитационного ускорения до  $\sim 0.85\%$  и до  $\sim 2.5^\circ$  град по его направлению.

Предполагается, что двигатель жестко связан с корпусом аппарата. Таким образом, направление вектора тяги непосредственно определяет ориентацию аппарата.

### 3. ОПТИМИЗАЦИЯ ТРАЕКТОРИИ ДЛЯ МЯГКОЙ ПОСАДКИ НА ЛУНУ

#### 3.1. Постановка задачи и двухуровневая оптимизация

Рассматривается оптимизация двигательной траектории снижения с минимальными затратами топлива: определить профиль тяги  $f_T(t)$  и углы ориентации вектора тяги  $\varphi(t)$  и  $\psi(t)$ , которые минимизируют следующий функционал:

$$J = \max_{t_f, f_T, \varphi, \psi} [m(t_f)] = \min_{t_f, f_T, \varphi, \psi} [\Delta V_x] = \min_{t_f, f_T, \varphi, \psi} \left[ \int_0^{t_f} f_T(t) \frac{a_0}{m(t)} dt \right]$$

для уравнений движения (1) и следующих начальных и конечных краевых условий:

$$\begin{aligned} H(0) &= H_0; \quad L(0) = B(0) = 0; \\ V_H(0) &= V_{H0}; \quad V_L(0) = V_{L0}; \quad V_B(0) = 0; \\ H(t_f) &= H_f; \quad L(t_f) = L_f; \quad B(t_f) = B_f; \\ V_H(t_f) &= V_{Hf}; \quad V_L(t_f) = V_{Lf} = 0 \end{aligned}$$

и ограничении по профилю снижения, при котором посадочный аппарат должен оставаться внутри конуса с максимальным углом  $\gamma$  и вершиной в заданной точке посадки (рис. 1). Уровень тяги должен быть  $0 \leq f_T(t) \leq 1$ .

Для представленной постановки конечное время  $t_f$  является свободным параметром, которое должно быть определено при оптимизации. Эта задача может быть решена с использованием двухуровневой оптимизации, где верхний уровень соответствует одномерной задаче нелинейного программирования для  $t_f$  и нижний уровень – оптимизация траекторий посадки по  $f_T(t)$ ,  $\varphi(t)$  и  $\psi(t)$  при фиксированном конечном времени  $t_f$ . Для

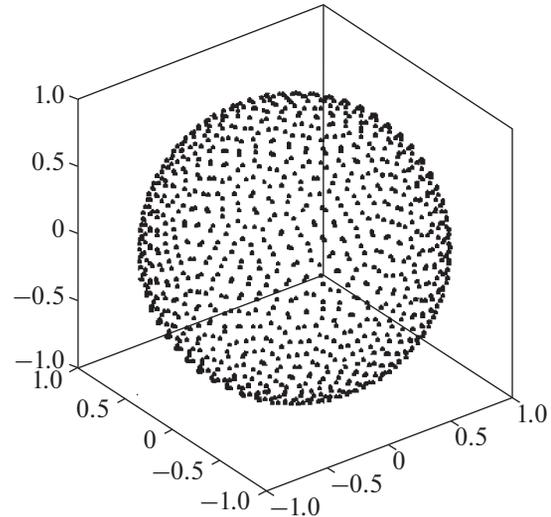


Рис. 2. Множество псевдоимпульсов.

решения задачи верхнего уровня используется функция *fminbnd* из пакета MATLAB® [24].

#### 3.2. Оптимизация лунных траекторий посадки при заданном конечном времени

В качестве алгоритма оптимизации на нижнем уровне используется метод, основанный на концепции множеств псевдоимпульсов [14, 23]. Вводится разбиение времени  $[t_0, t_1, t_2, \dots, t_n]$ , с  $t_0 = 0$  и  $t_n = t_f$ ,  $t_0 < t_1 < t_2 \dots < t_n$ , и  $\Delta t_i = t_{i+1} - t_i$  малый интервал времени для  $i = 1, 2, \dots, n$ .

Каждый  $i$ -й сегмент рассматривается независимо от других сегментов. Все возможные направления вектора тяги могут быть представлены как  $k$  безразмерных псевдоимпульсов  $\Delta V_i^{(j)}$  (являющихся эквивалентом уровня тяги) с близким к равномерному распределением на единичной сфере (рис. 2). Тогда оптимальный импульс можно представить суммой  $\Delta \mathbf{V}_{i \text{ опт}} = \sum_1^k \Delta V_i^{(j)} \mathbf{e}_i^{(j)}$  с ограничением на сумму характеристических скоростей псевдоимпульсов:  $\sum_{j=1}^{j=k} \Delta V_i^{(j)} \leq 1$ .

Оптимальный импульс будет суммой ближайших псевдоимпульсов [14, 23].

Для вектора неизвестных неотрицательных переменных размерностью  $(n \times k)$   $\mathbf{X}^T = [\Delta V_1^{(1)}, \Delta V_1^{(2)}, \dots, \Delta V_1^{(k)}, \Delta V_2^{(1)}, \Delta V_2^{(2)}, \dots, \Delta V_2^{(k)}, \dots, \Delta V_n^{(k)}]$ , включающего все псевдоимпульсы на всех сегментах, можно записать линейное матричное неравенство:

$$\mathbf{A}\mathbf{X} < \mathbf{b}, \quad (2)$$

где:  $\mathbf{A}$  – матрица размерностью  $n \times (n \times k)$  (показаны только ненулевые элементы):

$$\mathbf{A} = \left[ \begin{array}{cccc} \underbrace{111\dots 1}_k & & & \\ & \underbrace{111\dots 1}_k & & \\ & & \dots & \\ & & & \underbrace{111\dots 1}_k \end{array} \right]_{n \times k} \quad (3)$$

Вектор  $\mathbf{b}$  имеет размерность  $n$

$$\mathbf{b}^T = [1, 1, 1, \dots, 1, 1].$$

Вектор краевых условий при заданном конечном времени  $t_f$

$$\mathbf{P}^T(t_f) = [H(t_f), L(t_f), B(t_f), V_H(t_f), V_L(t_f), V_B(t_f)] = [H_f, L_f, B_f, V_{Hf}, 0, 0].$$

Предположим, что приближенные значения масс на сегментах  $m_i$  известны, тогда для постоянного управления на каждом сегменте можно записать:

$$\mathbf{P}_f(t_f) = \mathbf{P}_{fp}(t_f) + \frac{\partial \mathbf{P}_f}{\partial \mathbf{X}} \mathbf{X} = \mathbf{P}_{fp}(t_f) + \mathbf{A}_e \mathbf{X},$$

где  $\mathbf{A}_e$  – матрица частных производных краевых условий размерностью  $6 \times (n \times k)$ . Вектор краевых условий вдоль пассивной траектории.

$$\mathbf{P}_{fp}^T(t_f) = \left[ -\left( V_{H0} t_f - g_M \frac{t_f^2}{2} \right), -V_{L0} t_f, -V_{B0} t_f, -(V_{H0} - g_M t_f), -V_{L0}, -V_{B0} \right].$$

Столбцы матрицы частных производных  $\mathbf{A}_e$ :

$$\mathbf{A} = \left[ \begin{array}{cccc} & & & \mathbf{A}^* \\ \partial H(t_{gs})/\partial x_1 & \partial H(t_{gs})/\partial x_2 & \dots & \partial H(t_{gs})/\partial x_l \end{array} \mathbf{O}_{(n-l)} \right], \quad (7a)$$

где  $\mathbf{A}^*$  – базовая матрица в (3),  $\mathbf{O}_{(n-l)}$  – нулевая строка и

$$\partial H(t_{gs})/\partial x_i = \frac{a_0 \Delta t}{m_i} (t_{gs} - t_i) \sin \varphi^{(j)}. \quad (7b)$$

Вектор размерности  $n + 1$   $\mathbf{b}^T = [(\mathbf{b}^*)^T, b_{gs}]$ , где

$$b_{gs} = -\delta H_{gs}^* - H_0; \delta H_{gs}^* = V_{H0} t_{gs} - g_M t_{gs}^2 / 2.$$

Введем вектор весовых коэффициентов размерностью  $(n \times k)$

$$\begin{bmatrix} A_{e1l} \\ A_{e2l} \\ A_{e3l} \\ A_{e4l} \\ A_{e5l} \\ A_{e6l} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \partial H_f / \partial x_l \\ \partial L_f / \partial x_l \\ \partial B_f / \partial x_l \\ \partial V_{Hf} / \partial x_l \\ \partial V_{Lf} / \partial x_l \\ \partial V_{Bf} / \partial x_l \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (t_f - t_i) \cos \varphi^{(j)} \cos \psi^{(j)} \\ (t_f - t_i) \sin \varphi^{(j)} \\ (t_f - t_i) \cos \varphi^{(j)} \sin \psi^{(j)} \\ \cos \varphi^{(j)} \cos \psi^{(j)} \\ \sin \varphi^{(j)} \\ \cos \varphi^{(j)} \sin \psi^{(j)} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где  $l = (i - 1) \times k + j$  – номер столбца или номер неизвестной переменной,  $\Delta t = t_f / n$ .

Для вектора неизвестных переменных  $\mathbf{X}$  можно записать следующие линейное матричное уравнение:

$$\Delta \mathbf{P}_f = \mathbf{P}_f^* - \mathbf{P}_{fp} = \mathbf{A}_e \mathbf{X}, \quad (5)$$

где  $\Delta \mathbf{P}_f$  – целевой вектор.

Ограничение по профилю снижения может быть представлено как минимальная высота  $H_{gs}$  в заданный момент  $t_{gs}$  для положения смещенного относительно точки посадки (см. рис. 1).

$$H(t_{gs}) \geq H_{gs} = \rho_{gs}(t_{gs}) \operatorname{tg}(\pi/2 - \gamma), \quad (6)$$

где  $\rho_{gs}(t_{gs}) = \sqrt{L(t_{gs})^2 + B(t_{gs})^2}$ . Более строго это требует некоторого числа точек на конусе, но вычислительный опыт показал, что достаточно одной точки. Эта точка соответствует времени  $t_{gs}$  близком к границе конуса. Ограничение высотного профиля является ограничением во внутренних точках траектории и требует введения дополнительной строки в матрице неравенств (3)

$$\mathbf{q}^T = 1/m_1 \ 1/m_2 \ \dots \ 1/m_{n-1} \ 1/m_n, \quad (8)$$

тогда для функционала соответствующего минимальной характеристической скорости можно записать:  $J = \Delta V_x = \min(\mathbf{q}^T \cdot \mathbf{X})$ .

Это является классической задачей линейного программирования с ограничениями линейного матричного неравенства (2) и линейного матричного равенства (5). Элементы вектора неизвест-

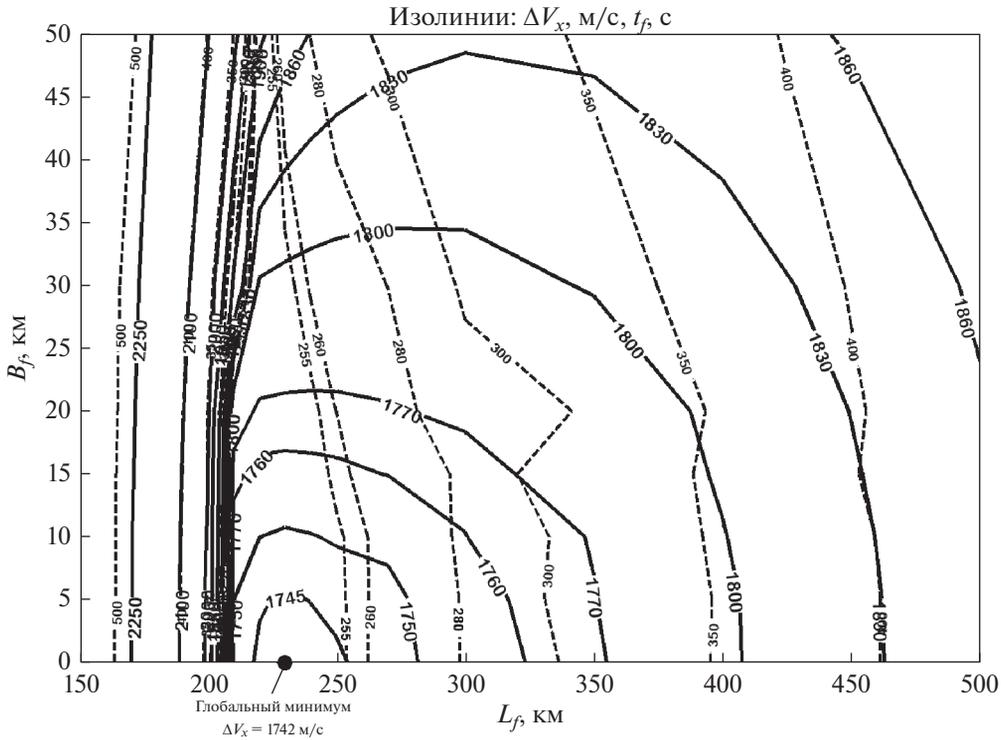


Рис. 3. Карта изолиний  $\Delta V_x$  (м/с) и  $t_f$  (с).

ных переменных  $X$  должны быть неотрицательны и ограничены:  $0 \leq \Delta V_i^{(j)} \leq 1$ .

Если решение для заданного конечного времени и краевых условий не существует, то в качестве функционала используется штрафная функция. Для решений линейного программирования необходима специальная обработка. Требуется найти все сегменты, соответствующие ненулевым неизвестным переменным. Среди них все смежные сегменты объединяются в маневры.

Такая задача имеет высокую размерность. Современное программное обеспечение такое как MATLAB® имеет эффективные алгоритмы для вычислений с разреженными матрицами, включая алгоритмы линейного программирования высокой размерности (функция *linprog* [24]). Типовой процесс решения требует менее 2–4 мин вычислений с процессором Intel® Core® 2 Duo.

Поскольку  $m_i$  (8),  $H(t_{gs})$  и  $\rho_{gs}(t_{gs})$  из (6) заранее неизвестны, требуется итеративный процесс для обновления масс  $m_i$  на всех сегментах (8), частных производных (4) и  $b_{gs}$  в (7б). После получения решения линейного программирования выполнения процедуры обработки, рассчитывается новая траектория и определяется новый вектор смещения краевых условий  $\delta \mathbf{P}_f^{(s)}$  и смещение  $\delta b_{gs}^{(s)}$ . Для второй и последующих итераций обновляется прицельный вектор и смещение  $\delta b_{gs}^{(s)}$ :  $\Delta \mathbf{P}_f^{(s+1)} = \Delta \mathbf{P}_f^{(s)} - \delta \mathbf{P}_f^{(s)}$ ,

$b_{gs}^{(s+1)} = b_{gs}^{(s)} - \delta b_{gs}^{(s)}$ ,  $b_{gs}^{(s)} = H^{(s)}(t_{gs}) - H_{gs}^{(s)} = H^{(s)}(t_{gs}) - \rho_{gs}^{(s)}(t_{gs}) \text{tg}(\pi/2 - \gamma)$ , где  $s$  – номер итерации. Как правило, для сходимости параметров в этих вычислениях требуется 3–4 итераций.

## 4. ЧИСЛЕННЫЕ ПРИМЕРЫ

### 4.1. Начальные данные и параметры посадочной ступени

Подобно работе [11] для фазы торможения использовались следующие начальные условия:  $H_0 = 15$  км;  $V_{H0} = 0$ ;  $V_{L0} = 1692$  м/с. В конце этой фазы ориентация вектора тяги должна быть вдоль вертикали в точке посадки. Соответствующие граничные условия:  $H_f = 0.05$  км;  $V_{Hf} = -1$  м/с. Для посадочной ступени приняты  $a_0 = 0.006$  км/с<sup>2</sup> и  $\dot{m}$  соответствует удельному импульсу  $I_{sp} = 350$  с. Траектории разбиты на 100 одинаковых по времени сегментов и используют равномерное распределение псевдоимпульсов на единичной сфере с  $k = 2000$  точек. Таким образом, число неизвестных переменных составляло  $n \times k = 200000$ .

### 4.2. Энергетически достижимые области для фазы торможения

Карты изолиний потребных характеристических скоростей  $\Delta V_x(L_f, B_f)$  (сплошные линии) и оптимальные времена посадки  $t_f(L_f, B_f)$  (пунк-

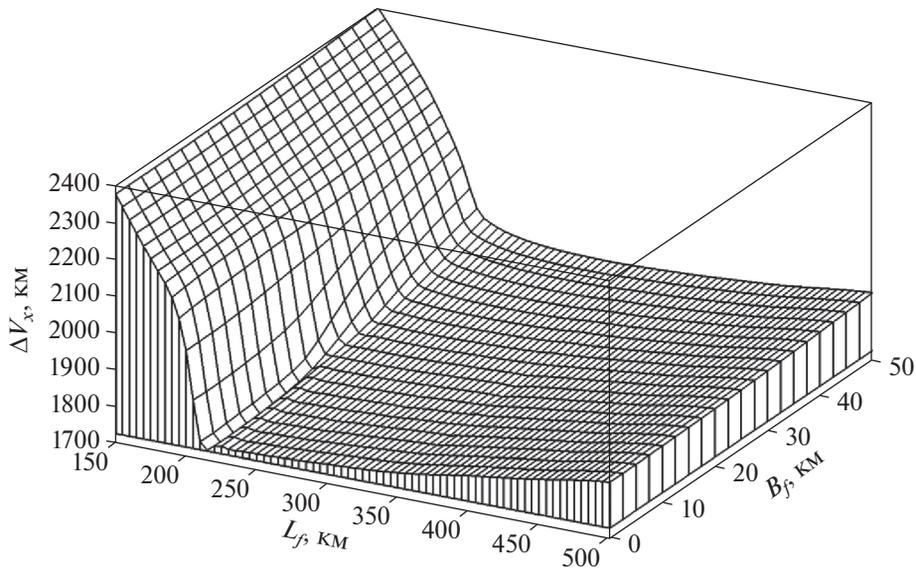


Рис. 4. Поверхность  $\Delta V_x(L_f, B_f)$ .

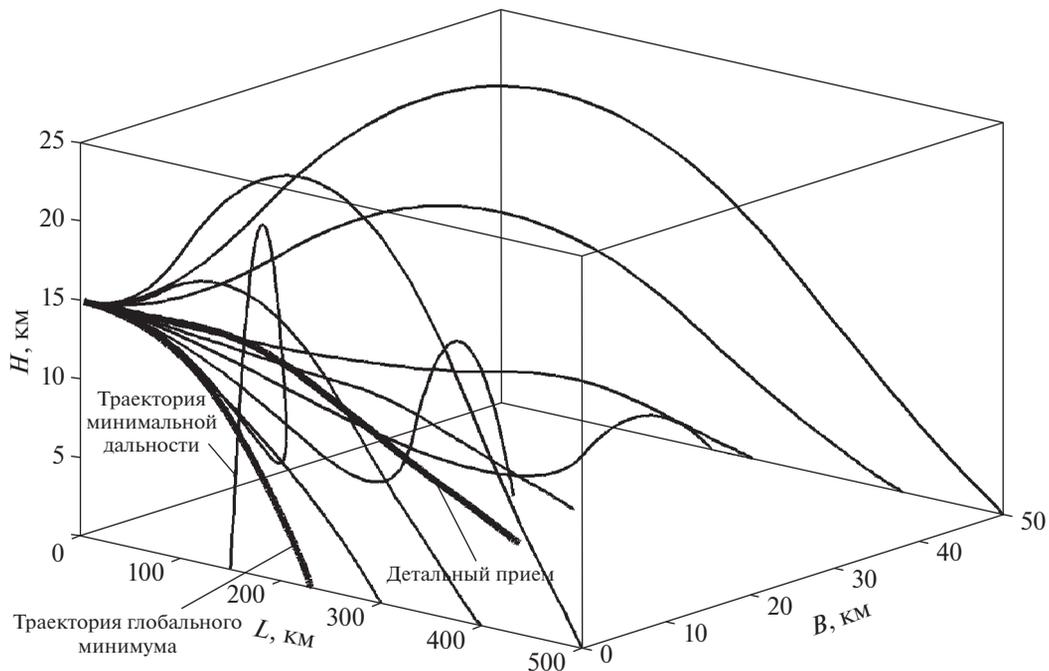


Рис. 5. Примеры траекторий на фазе торможения.

тирные линии) для точек посадки как функция продольной и боковой дальности относительно начальной точки представлены на рис. 3. Соответствующая трехмерная поверхность  $\Delta V_x(L_f, B_f)$  изображена на рис. 4. Эта поверхность имеет малый наклон за исключением траекторий с минимальной продольной дальностью ( $L_f < 210$  км), при резком росте значений  $\Delta V_x$ . Схематические примеры оптимальных пространственных траекторий (оси в разных масштабах) показаны на рис. 5 (толстая линия – траектория глобального

минимума). В качестве примера, параметры одной пространственной траектории (толстая линия на рис. 5 – детальный пример) представлены на рис. 6–7. Распределение маневров показано на рис. 6а, где каждый заштрихованный прямоугольник представляет сегмент ненулевой тяги (значение 1 соответствует максимальной тяге). Изменение ориентации вектора тяги представлено на рис. 6б. Углы тангажа и курса фактически близки к линейным зависимостям. Кусочно-постоянными они получаются из-за дискретности

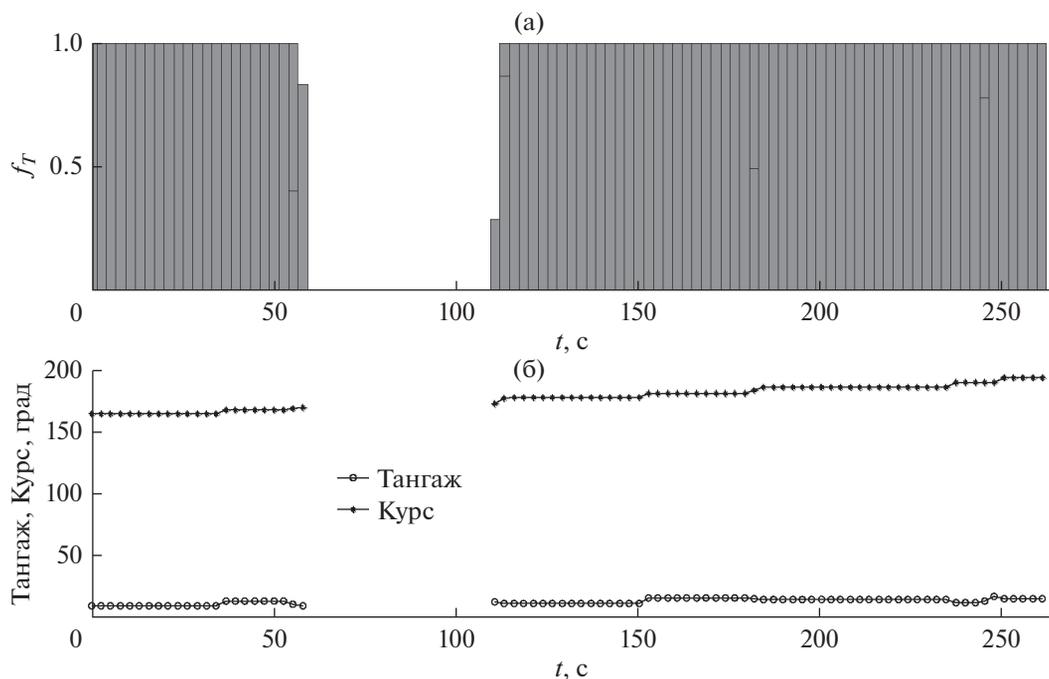


Рис. 6. Уровень тяги и углы оптимальной ориентации вектора тяги.

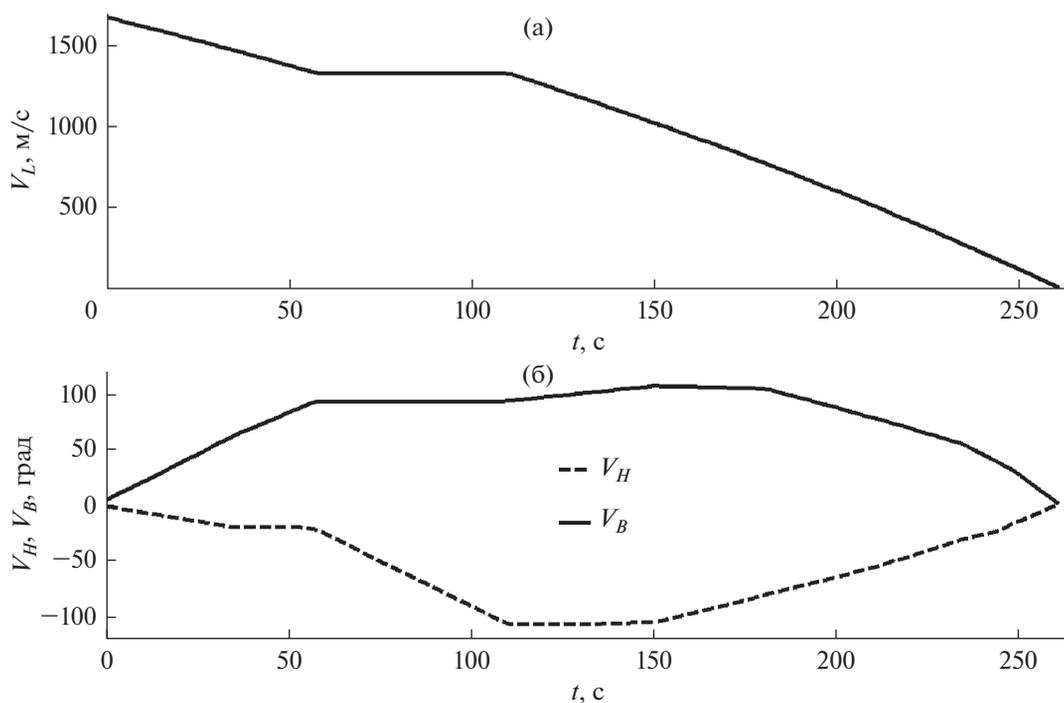


Рис. 7. Изменение компонент скорости.

представления множеств псевдоимпульсов. На рис. 7 показано изменение компонент скорости по времени. Отметим что боковая скорость на траектории достигает по величине значения  $\sim 100$  м/с.

Абсолютное большинство траекторий имеет два маневра с максимальной тягой – в начале и в конце

траектории (см. пример на рис. 6а). Это соответствует теории базис-вектора Лоудена для однородного гравитационного поля [25]. Имеется глобальный минимум  $\Delta V_x = 1742$  м/с (для  $L_f = 230$  км;  $B_f = 0$ ;  $t_f = 241$  с), который соответствует плоской траектории с непрерывным маневром.

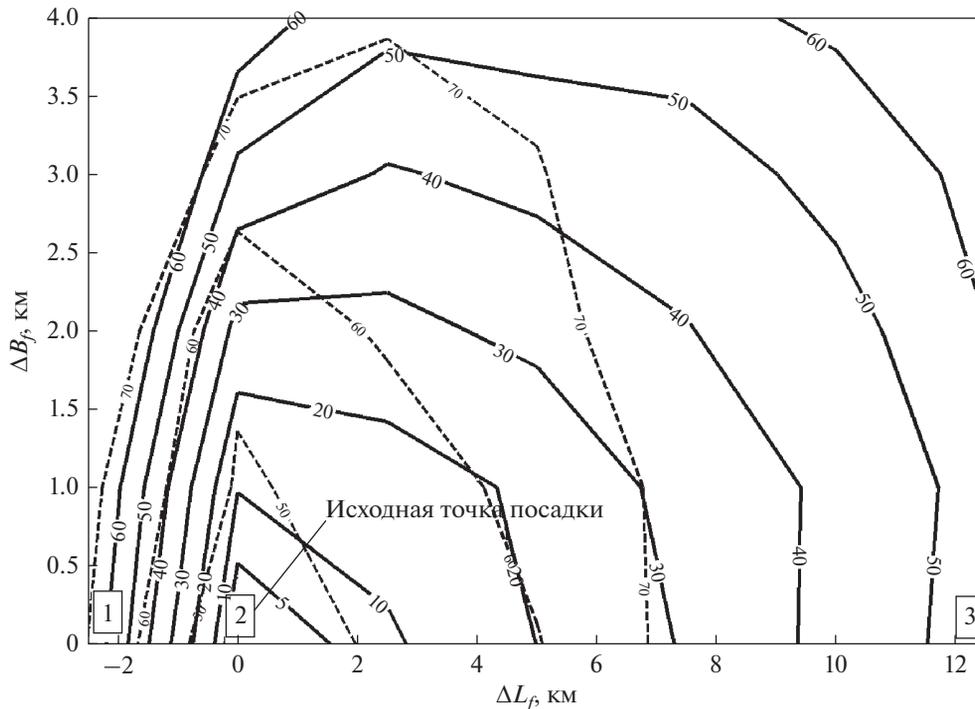


Рис. 8. Достижимая область в окрестности исходной точки посадки.

#### 4.3. Достижимая область перенацеливания

Рассмотрены энергетически достижимые области перенацеливания связанные с ограниченными дополнительными характеристическими скоростями. В качестве начальной точки для перенацеливания использованы параметры траектории снижения из предыдущего раздела (для высоты  $H_0 = 1$  км) ( $L_f = 250$  км;  $B_f = 0$ ;  $t_f = 252.6$  м/с). Эта траектория близка к глобальному минимуму  $\Delta V_x$  с конечным участком, представляющим почти непрерывный маневр. Начальные параметры траектории при перенацеливании:  $H_0 = 1$  км;  $L_0 = 242.5$  км;  $B_0 = 0$ ;  $V_{H_0} = -44$  м/с;  $V_{L_0} = 317$  м/с;  $V_{B_0} = 0$ ;  $m_0 = 0.675$ .

Пример карт изолиний (для полуплоскости) дополнительных характеристических скоростей  $\Delta V_x$  (сплошные линии) и времен посадки  $t_f$  (пунктирные линии) для перенацеливания показан на рис. 8. Это функция смещений (отклонение дальности  $\Delta L_f$  и боковой дальности  $\Delta B_f$ ) для новых точек посадки от исходной точки посадки. На рис. 9 показаны примеры вертикальных профилей для плоских траекторий. Номера маркеров соответствуют точкам посадки на рис. 9. Экзотическая петлевая траектория (№ 1) возможно практического интереса не имеет, но с энергетической точки зрения она возможна.

Очевидно, что перенацеливание предпочтительнее в направлении горизонтальной скорости для  $\Delta L_f = +3$  км дополнительная характеристическая

скорость  $\Delta V_x \sim 10$  м/с. Такая же  $\Delta V_x$  может реализовать боковое смещение  $\Delta B_f \sim 1$  км и в направлении противоположном горизонтальной скорости это будет только  $\Delta L_f = -0.4$  км.

#### 4.4. Траектория с большой боковой дальностью и ограничением по профилю снижения

Пример оптимальной траектории посадки для начальной точки ( $H_0 = 15$  км,  $L_0 = B_0 = 0$ ) и точки посадки ( $H_f = 0.05$  км,  $L_f = 250$  км,  $B_f = 40$  км), угла наклона профиля  $\pi/2 - \gamma = 25^\circ$  и оптимального конечного времени  $t_f = 268.3$  с представлен на рис. 10. Потребная характеристическая скорость  $\Delta V_x = 1838.3$  м/с. Для этой траектории имеется два непрерывных маневра. Направления реактивного ускорения на маневрах — непрерывные функции с диапазоном изменения угла тангажа  $30^\circ - 60^\circ$  и угла курса  $100^\circ - 180^\circ$ . Трехмерный вид траектории показан на рис. 10 (без масштаба). Направления реактивного ускорения для всех сегментов изображены стрелками. Вертикальный профиль траектории на заключительной фазе как функция  $H(\rho)$  представлен на рис. 11 ( $\rho$  — горизонтальная дальность до точки посадки). Штрихпунктирная линия соответствует ограничению профиля снижения. Для сравнения вертикальный профиль снижения на траектории без ограничения представлен пунктирной линией. Как видно, это ограничение является активным.

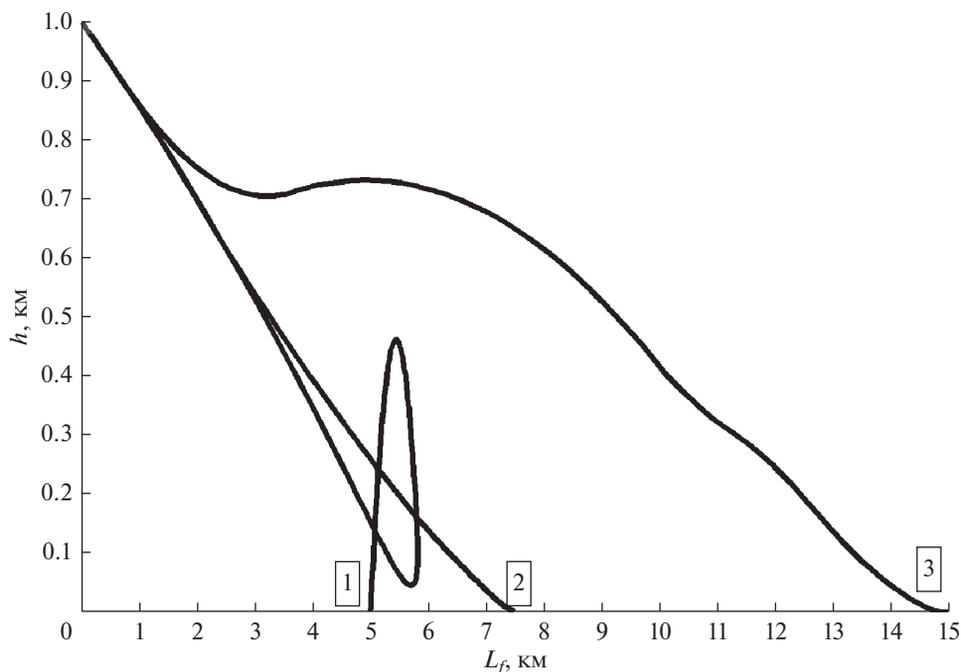


Рис. 9. Примеры вертикальных профилей.

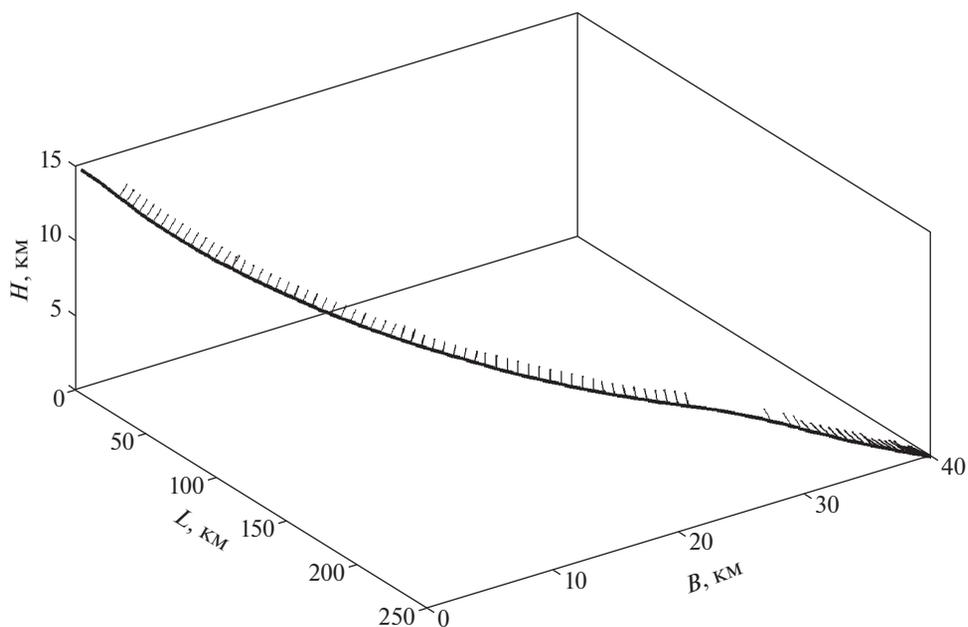


Рис. 10. Траектория посадки.

Для траектории без ограничений с теми же начальной и конечной точками потребное  $\Delta V_x = 1825.7$  м/с.

#### 4.5. Пространственные траектории с различными углами профиля снижения

На рис. 12 показано изменение характеристической скорости  $\Delta V_x$  как функция угла про-

филя снижения боковой дальности. Для малых углов  $(\pi/2 - \gamma)$  меньших  $15^\circ$  ограничение по профилю снижения неактивно. Для угла  $(\pi/2 - \gamma)$  в диапазоне  $15^\circ - 30^\circ$  дополнительное  $\Delta V_x$  близко к линейной функции угла с производной  $\partial \Delta V_x / \partial \gamma \cong (1 \dots 1.2)$  (м/с)/град. Как видно основные дополнительные затраты  $\Delta V_x$  связаны с боковой дальностью  $V_f$ .

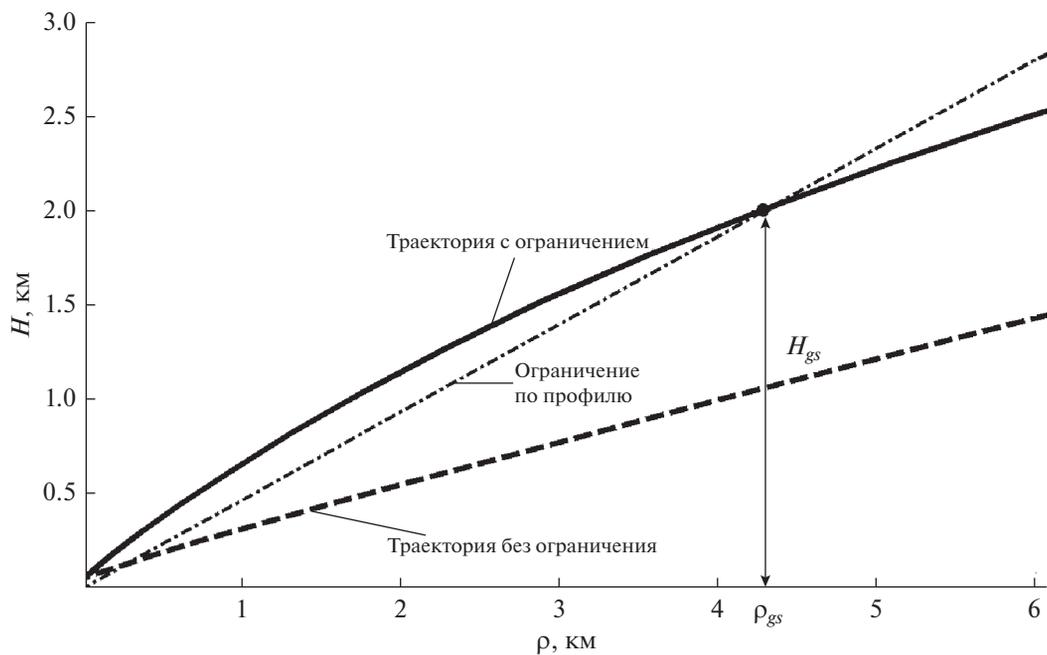


Рис. 11. Вертикальный профиль с ограничением.

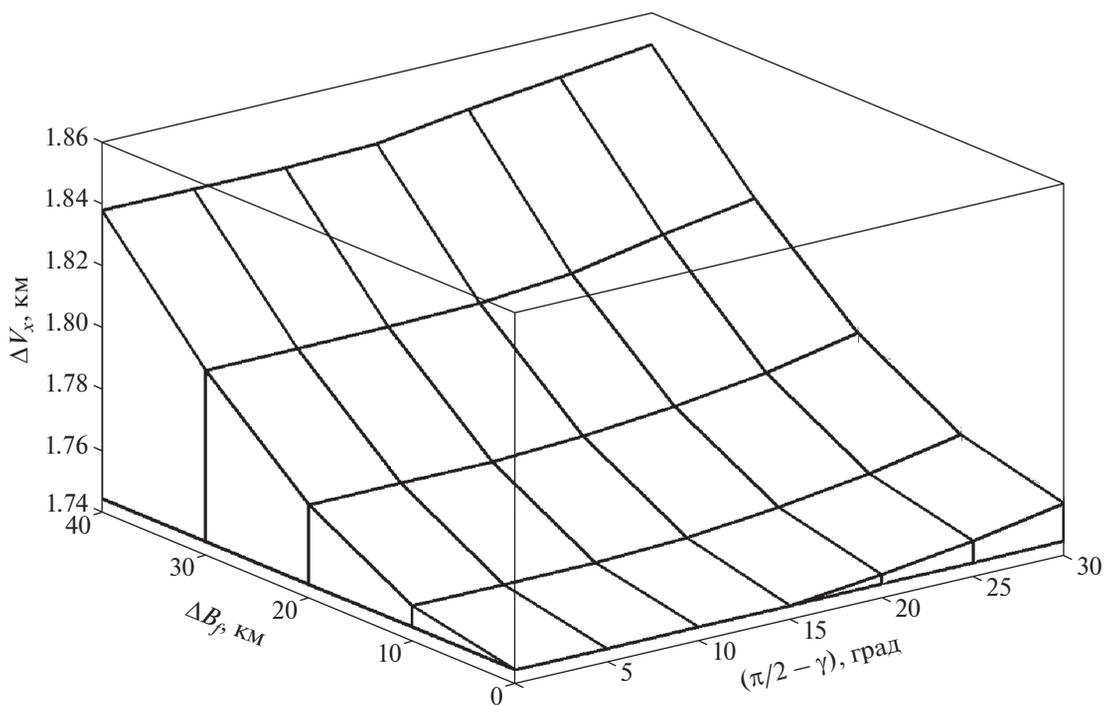


Рис. 12. Суммарное  $\Delta V_x$  для различных углов профиля снижения.

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В работе предложен новый метод оптимизации траектории мягкой посадки на Луну на фазе торможения. Это решение минимизирующее за-

траты характеристической скорости основано на двухуровневой процедуре оптимизации для заданных продольной и боковой дальностях при свободном конечном времени. Верхний уровень представляет одномерное решение нелинейного

программирования для времени посадки. Нижний уровень соответствует оптимизации для формируемых на верхнем уровне времен посадки и заданных координатах точки посадки на базе линейного программирования высокой размерности. Представлено преобразование этой задачи к форме классического линейного программирования, которое позволяет учитывать ограничение по профилю снижения.

В качестве примеров использования представлены энергетически достижимые траектории для фазы торможения и для перенацеливания, рассмотрены пространственные траектории для различных углов наклона профиля снижения. Описываются детали и вычислительные особенности численного метода.

Представленные результаты позволяют сделать энергетические оценки и могут использоваться при проектировании лунной посадочной ступени.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ефанов В.В., Долгополов В.П. Луна. От исследования к освоению (К 50-летию космических аппаратов “Луна-9” и “Луна-10”) // Вестник НПО им. С.А. Лавочкина. 2016. № 4(34). С. 3–8.
2. Catalog of Lunar Mission Data, NASA-TM-X-72612, NSSDC/WDC-A-R/S-77-02 Technical Report, NASA Goddard Space Flight Center; Greenbelt, MD.
3. Meditch J.S. On the Problem of Optimal Thrust Programming for a Lunar Soft Landing // IEEE Transactions on Automatic Control. 1964. V. AC-9. № 4. P. 484–490.
4. Летов А.И. Динамика полета и управление. М.: Наука, 1969.
5. Исаев В.К., Давидсон Б.Х. Оптимальная посадка космического аппарата на поверхность Луны // Космические исследования. 1969. Т. 7. № 3. С. 368–376.
6. Shi Y.Y., Eckstein M.C. An Exact Solution For Optimum Controlled Soft Lunar Landing // Astronautika Acta. 1971. V. 16. № 1. P. 18–40.
7. Klumpp A.R. Apollo Lunar Descent Guidance // Automatica. 1974. V. 10. № 3. P. 133–146.
8. McInnes C.R. Path Shaping Guidance for Terminal Lunar Descent // Acta Astronautica. 1995. V. 36. № 7. P. 367–377.
9. Vasile M., Finzi E. Direct Lunar Descent Optimization by Finite Elements in Time Approach // International Journal of Mechanics and Control. 2000. V. 1. № 1.
10. Ramanan R.V., Lal M. Analysis of Optimal Strategies for Soft Landing on the Moon from Lunar Parking orbits // J. Earth Systems Science. 2005. V. 114. № 6. P. 807–813.
11. Wilhite A.W., Wagner J., Tolson R. et al. Lunar Module Descent Mission Design // AIAA/AAS Astrodynamics Specialist Conference. Honolulu, Hawaii. 18–21 August 2008. AIAA 2008-6939. P. 1–18.
12. Chomel C.T., Bishop R.H. Analytical Lunar Descent Guidance Algorithm // J. Guidance, Control, and Dynamics. 2009. V. 32. № 3. P. 915–926.
13. Park B.G., Tahk M.J. Three-Dimensional Trajectory Optimization of Soft Lunar Landings from the Parking Orbit with Considerations of the Landing Site // International Journal of Control, Automation, and Systems. 2011. V. 9. № 6. P. 1164–1172.
14. Ulybyshev Y. Spacecraft Trajectory Optimization Based on Discrete Sets of Pseudo-Impulses // J. Guidance, Control, and Dynamics. 2009. V. 32. № 4. P. 1209–1217.
15. Лихачев В.Н., Сихарулидзе Ю.Г., Федотов В.П. Этап основного торможения для выполнения мягкой посадки на поверхность Луны как один из видов коррекции траектории // Вестн. НПО им. С.А. Лавочкина. 2012. № 5. С. 27–33.
16. Жуков Б.И., Зайко Ю.К., Лихачев В.Н. и др. Робастный алгоритм наведения для посадки на Луну // Космические исследования. 2013. Т. 51. № 6. С. 511–524 (Cosmic Research. P. 465).
17. Жуков Б.И., Лихачев В.Н., Сазонов В.В. и др. Сравнительный анализ алгоритмов управления посадкой на Луну // Космические исследования. 2015. Т. 53. № 6. С. 480 (Cosmic Research. P. 441).
18. Lunghi P., Lavagna M., Armellini R. A Semi-analytical Guidance Algorithm for Autonomous Landing // Advances in Space Research. 2015. V. 55. P. 2719–2738.
19. Ulybyshev Y. Study of optimal transfers from L<sub>2</sub> halo-orbits to lunar surface // AIAA Aerospace Sciences Meeting, San-Diego, CA, Jan. 4–8, 2016. AIAA Paper 2016-0480. P. 1–15.
20. Wibben D.R., Furfaro R. Terminal Guidance for Lunar Landing and Retargeting Using a Hybrid Control Strategy // J. Guidance, Control, and Dynamics. 2016. V. 39. № 5. P. 1168–1172.
21. Ulybyshev Y. Optimization of Three-Dimensional Lunar Landing Trajectories and Accessible Area Computation // AIAA Guidance, Control and Dynamics. SCITECH2019. San-Diego. CA. Jan. 7–11. 2019. AIAA 2019-0668. P. 1–13.
22. Понтрягин Л.С., Болтянский В.Г., Гамкрелидзе П.В., Мищенко Е.Ф. Математическая теория оптимальных процессов. М.: Наука. 1969.
23. Ulybyshev Y. Continuous Thrust Orbit Transfer Optimization Using Large-Scale Linear Programming // Journal of Guidance, Control, and Dynamics. 2007. V. 30. № 2. P. 427–436.
24. Optimization Toolbox User’s Guide. Natick, MA. The MathWorks, Inc. 2009.
25. Лоуден Д.Ф. Оптимальные траектории для космической навигации. М.: Мир, 1966.