

ISSN 0023-4206

Том 62, Номер 1

Январь - Февраль 2024



КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 62, номер 1, 2024

Спектры флуктуаций параметров плазмы солнечного ветра вблизи фронта ударной волны <i>О.В. Сапунова, Н.Л. Бородкова, Ю.И. Ермолаев, Г.Н. Застенкер</i>	3
Флуктуации электрического и магнитного полей в плазменном слое хвоста магнитосферы Земли по данным <i>MMS</i> <i>И.Л. Овчинников, Д.Ю. Найко, Е.Е. Антонова</i>	13
Спектрометр электронов «ТОТЭМ-Э» для проекта «Странник» <i>Д.А. Моисеенко, А.Ю. Шестаков, О.Л. Вайсберг, Р.Н. Журавлев, М.В. Митюрин, П.П. Моисеев</i>	36
Исследование влияния сезонных и широтных вариаций атомарного кислорода на интенсивность собственного излучения ночных атмосфер Земли и Марса <i>О.В. Антоненко, А.С. Кириллов</i>	46
Вспышки молний в облачном слое Венеры обнаружены в ближнем инфракрасном диапазоне <i>Л.В. Ксанфомалити</i>	55
Аналитический метод определения условий длительного орбитального существования техногенных наночастиц, инжектируемых в околоземное пространство на высокой круговой орбите <i>Е.К. Колесников, С.В. Чернов</i>	69
Математическое моделирование электризации космических аппаратов в магнитосферной плазме <i>Л.С. Новиков, А.А. Маклецов, В.В. Синолиц, Н.П. Чирская</i>	77
Стабилизация регулярных прецессий спутника при помощи моментов сил Лоренца <i>В.И. Каленова, В.М. Морозов, М.Г. Рак</i>	89
Пространственный орбитальный гирокомпас. Вопросы теории и применения <i>И.Н. Абезяев</i>	97
Децентрализованное управление движением роя малых космических аппаратов для удержания коммуникационной связности <i>У.В. Монахова, С.А. Шестаков, Я.В. Маштаков, Д.С. Иванов</i>	105
Перспективы и направления развития субтерагерцовой астрономии в Российской Федерации <i>С.Ф. Лихачев, А.Г. Рудницкий, А.С. Андрианов, М.Н. Андрианов, М.Ю. Архипов, А.М. Барышев, В.Ф. Вдовин, Е.С. Голубев, В.И. Костенко, Т.И. Ларченкова, С.В. Пилипенко, Я.Г. Подобедов, Ж.К. Разананирина, И.В. Третьяков, С.Д. Федорчук, А.В. Худченко, Р.А. Черный, М.А. Щуров</i>	121

УДК 523.62–726

СПЕКТРЫ ФЛУКТУАЦИЙ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ВБЛИЗИ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ

© 2024 г. О.В. Сапунова^{1*}, Н.Л. Бородкова¹, Ю.И. Ермолаев¹, Г.Н. Застенкер¹¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия* *sapunova_olga@mail.ru*

Поступила в редакцию 30.03.2023 г.

После доработки 01.06.2023 г.

Принята к публикации 05.06.2023 г.

Исследуются характеристики спектров мощности флуктуаций плотности протонов и альфа-частиц вблизи фронта межпланетной и околоземной ударной волны. Были посчитаны частоты излома спектров мощности флуктуаций концентрации протонов и альфа-частиц перед и за рампом околоземной ударной волны (ОЗУВ) и межпланетной ударной волны (МУВ). Для возмущенного солнечного ветра за рампом МУВ частота излома спектра флуктуаций протонов оказалась заметно выше (в среднем 1.3 Гц), чем в невозмущенной области (~ 0.8 –1.0 Гц), что объясняется увеличением как скорости, так и концентрации частиц. В случае альфа-частиц частота излома спектра флуктуаций за фронтом МУВ также повышалась — почти в два раза (от 0.7 до 0.12 Гц). Показано, что среднее значение частоты излома спектров протонов за рампом ОЗУВ меньше (0.6 Гц), чем в солнечном ветре (1.0 Гц), ввиду меньшей скорости. Для альфа-частиц этот эффект статистически не был обнаружен из-за увеличения концентрации (0.11 Гц для обеих областей) в случае ОЗУВ.

DOI: 10.31857/S0023420624010018

ВВЕДЕНИЕ

Считается, что в солнечном ветре (СВ) энергия системы содержится в структурах с масштабами более 10^6 км и передается на меньшие масштабы через каскад турбулентных флуктуаций. Кинетические процессы начинают играть важную роль на масштабах порядка гирорадиуса протона (обычно $\leq 10^2$ км), где происходит диссипация энергии и, как следствие, нагрев плазмы [1]. Таким образом, исследование турбулентного каскада на масштабах порядка и менее гирорадиуса протона по измерениям на космических аппаратах (КА) представляет интерес для понимания процессов нагрева в бесстолкновительной плазме.

Флуктуации параметров плазмы вблизи фронта ударной волны обычно исследовались по данным магнитного поля и полного потока частиц на пространственных масштабах более величины ионного гирорадиуса [2]. В настоящей работе в качестве исследуемых параметров были взяты: абсолютная концентрация протонов и альфа-частиц, относительная концентрация альфа-частиц (отношение концентрации альфа-частиц к концентрации протонов), а также полный поток ионов солнечного ветра.

Была предпринята попытка определить частоту перегиба спектра флуктуаций ионов, где наклон спектра перестает быть колмогоровским ($\sim k^{-5/3}$) [3] и увеличивается.

До запуска спутника «Спектр-Р» изучение спектров флуктуаций параметров плазмы на кинетических масштабах почти не проводилось, за редким исключением в солнечном ветре [4, 5]. С запуском прибора Быстрый монитор солнечного ветра (БМСВ) на спутнике «Спектр-Р» [6, 7] была получена возможность систематического измерения параметров плазмы с разрешением 0.031 с для полного потока, а для параметров плазмы (скорости, температуры, концентрации) — 1.5 с, что позволило изучить спектры флуктуаций параметров плазмы на кинетических масштабах.

Исследования турбулентности проводились с использованием данных прибора БМСВ по потоку плазмы в работах [8, 9] для солнечного ветра и для магнитослоя [10–13]. В нашей работе мы выделили два сорта ионов — протоны и альфа-частицы — для определения и сравнения характеристик их спектров флуктуаций. Протоны составляют 90% потока солнечного ветра, однако альфа-частицы вносят

существенный вклад в процессы перераспределения энергии и возникновение неустойчивостей на фронте ударной волны [14–18].

Одним из исследуемых параметров в настоящей работе было положение излома спектра, которое показывает переход от магнитогидродинамических (МГД) масштабов к кинетическим и определяется процессами, ответственными за диссипацию энергии в плазме. В зависимости от того, какой процесс превалирует и является ведущим для данного набора параметров, положение излома может соответствовать, например, инерционной длине протона L (флуктуации определяются передачей энергии между тонкими токовыми слоями [19, 20]) или гирорадиусу протона R (флуктуации определяются каскадом альфвеновских флуктуаций [21, 22]). Частота, определяемая инерционной длиной иона:

$$F_L = V/2\pi L, \quad (1)$$

где V – потоковая скорость плазмы; $L = c/\omega_i$ – инерционная длина иона; $\omega_i = (4\pi n_i/m_i)^{1/2}$ – плазменная частота иона.

К сожалению, ввиду отсутствия данных магнитного поля с борта КА «Спектр-Р» вычисление гирорадиуса протона для событий пересечения ОЗУВ в большинстве случаев не может быть произведено с необходимой точностью. В связи с этим сравнение со спектрами флуктуаций магнитного поля в настоящей работе не проводится.

Статья организована следующим образом. Сначала приводится методика обработки данных с подробными примерами рассмотрения спектров как при пересечении МУВ, так и ОЗУВ. Обосновывается выбор данных для статистического анализа и указываются технические ограничения обработки (как приборные, так и программные). Затем приводятся гистограммы распределения полученных значений: частот излома для невозмущенной и возмущенной плазмы до и после фронта ударной волны, наклона спектра в невозмущенном солнечном ветре и сравнение этого показателя с теоретическими оценками.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ

В работе использовались данные прибора БМСВ спутника «Спектр-Р» [6, 7]. За 2011–2019 гг. прибором было зарегистрировано 57 межпланетных ударных волн, а также множество пересечений ОЗУВ, из которых 12 и 65 событий соответственно были использованы в данном исследовании. Для всех событий были определены скорость, температура и концентрация протонов, а параметры ионов He^{++} были вычислены для событий, в которых скорость и температура протонов были не слишком высоки (этот вопрос будет подробнее рассмотрен в описании рис. 1). По этим данным были построены спектры флуктуаций абсолютной

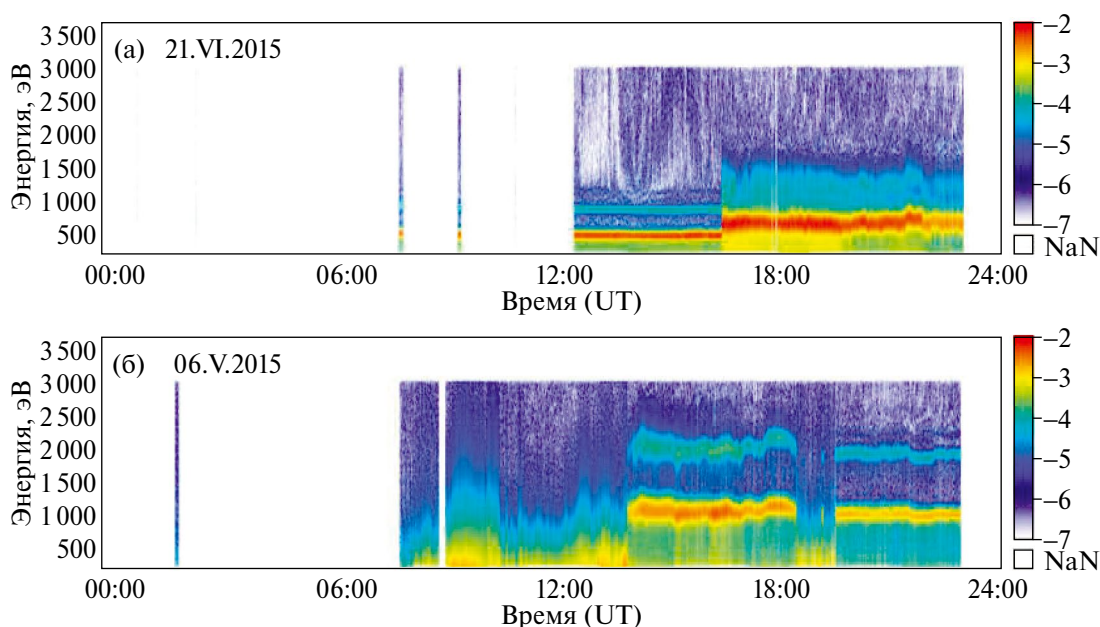


Рис. 1. Спектрограммы пересечения: а – фронта МУВ 21.VI.2015; б – фронта ОЗУВ для события 06.V.2015. По оси абсцисс отложено время в UT в течение одних суток, по оси ординат – энергия запирающей сетки. Повышение концентрации потока ионов показано шкалой насыщенности цвета.

концентрации обоих сортов частиц и относительной концентрации альфа-частиц.

Пример регистрации пересечения фронта МУВ представлен на рис. 1а. В 16:31 УТ прибор зарегистрировал увеличение скорости, концентрации и температуры плазмы солнечного ветра. На спектрограмме отчетливо видны два потока частиц с максимумами на разных уровнях энергии — нижний (~ 500 В) соответствует протонам, верхний (~ 1000 В) — альфа-частицам. По положению этих максимумов определяется переносная скорость каждого сорта частиц, что позволяет вычислить концентрацию протонов и альфа-частиц, так как полный поток также известен. Параметры солнечного ветра перед ударным фронтом были следующие: концентрация протонов 13 см^{-3} , скорость потока плазмы 292 км/с ; температура протонов 1.4 эВ . После прохождения фронта спектральная линия протонов уширяется из-за повышения температуры до 8.9 эВ , а уровень энергии потока ионов повышается ввиду роста скорости до 349 км/с . При этом спектральная линия дважды ионизированного гелия также расширяется, однако отличить ее от линии протонов все еще возможно. Концентрация альфа-частиц в данном событии увеличилась с 1.2 до 3.6 см^{-3} , однако относительная концентрация почти не изменилась ввиду роста концентрации протонов также в три раза до 40 см^{-3} .

На рис. 1б показано пересечение спутником фронта ОЗУВ. Пересечение было многократным, первое — в 13:59 УТ (выход из магнитослоя в солнечный ветер). Так как в переходной области температура протонов и альфа-частиц обычно сильно выше, чем в солнечном ветре, то это может приводить к регистрации широкого интегрального спектра ионов, на котором визуальнo почти не различимы потоки протонов и альфа-частиц, как в данном случае. Скорость, наоборот, падает в переходной области, что приводит к снижению уровней энергий потоков ионов.

Для построения спектров флуктуаций брались интервалы длительностью 10–15 мин до/после пересечения ударной волны. Рассматриваемый параметр нормировался на среднее значение в течение этого интервала. Всего было отобрано 20 пересечений МУВ и 65 ОЗУВ. Выборка была основана на технической возможности обработать потоки протонов и альфа-частиц раздельно, так как при температуре $T_p > 50 \text{ эВ}$ спектры ионов накладываются друг на друга и при высокой скорости протонов $V_p \geq 600 \text{ км/с}$ спектр альфа-частиц выходит за энергетический диапазон прибора.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Индивидуальные спектры

Пример рассматриваемого спектра приведен на рис. 2 для 01.XI.2011. На верхней панели (а) представлен полный поток ионов солнечного ветра, а также плотность протонов. Ниже, на панели (б), приведены абсолютная и относительная плотность альфа-частиц. Буквами в–д обозначены панели со спектрами флуктуаций: (в) — потока ионов и плотности протонов, (г) — абсолютной плотности альфа-частиц, (д) — относительной плотности альфа-частиц.

На панели (в) наклон спектра флуктуаций плотности протонов соответствует примерно -2.4 и хорошо совпадает с наклоном спектра флуктуаций полного потока -2.0 . Отметим, что частота излома спектра оказывается выше разрешаемой нашими измерениями частоты — 0.69 Гц против 0.67 Гц . При этом частота излома спектра концентрации альфа-частиц (панель (г)) примерно на порядок меньше — 0.05 Гц , и находится в диапазоне наших измерений. Точка перегиба спектра концентрации альфа-частиц выделяется слабо. Точка перегиба спектра относительной концентрации альфа-частиц была взята из панели (г) по частоте концентрации альфа-частиц ввиду того, что они вносят больший вклад в мощность флуктуаций данного параметра.

На рис. 3 приведены параметры и спектры их флуктуаций для возмущенной области за фронтом МУВ. Из панелей (а), (б) видно увеличение абсолютных значений потока плазмы, концентрации протонов и альфа-частиц. Однако относительная концентрация изменилась слабо ввиду синхронного роста абсолютной концентрации. Этот эффект был подробно рассмотрен в работе [23].

Частота излома спектра флуктуаций протонов после прохождения фронта МУВ выросла еще больше (с 0.69 до 1.6 Гц) и стала значительно превосходить возможности временно-го разрешения данного параметра, однако по спектру флуктуаций потока ионов можно наблюдать увеличение показателя спектра от -1.8 до -1.9 , что становится указанием на верность вычислений. Частота излома спектра флуктуаций концентрации альфа-частиц также выросла (в два раза — с 0.05 до 0.11 Гц), однако осталась в зоне измерений. На графике спектра четко виден излом вблизи предсказанной частоты, за ним следует увеличение показателя спектра с -1.2 до -3.4 . Спектры флуктуаций относительной концентрации демонстрируют

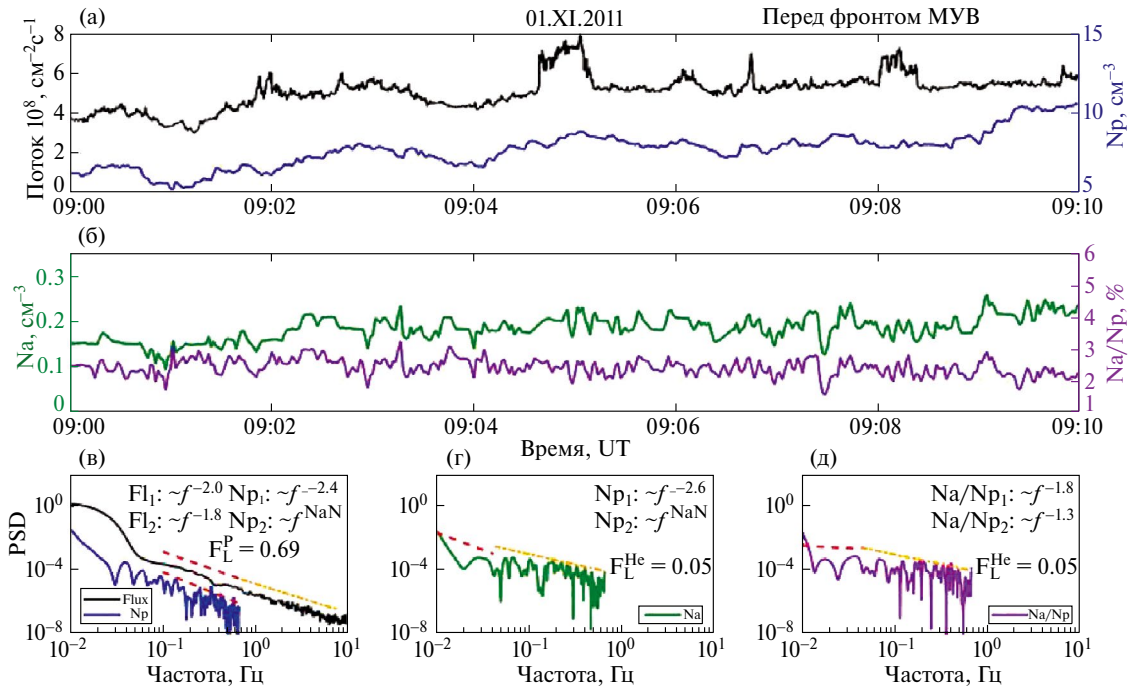


Рис. 2. Параметры и спектры флуктуаций параметров ионов в невозмущенной области перед фронтом МУВ: а – полный поток ионов и концентрация протонов Np ; б – концентрация альфа-частиц Na и относительная концентрация Na/Np ; в – спектры мощности потока ионов и концентрации протонов; г – спектры мощности концентрации альфа-частиц; д – спектры мощности относительной концентрации альфа-частиц. На панелях в–д обозначены следующие величины: показатель степенной функции $\sim f^a$ для потока, концентрации протонов, концентрации альфа-частиц и относительной концентрации альфа-частиц. Индексами 1 и 2 обозначены показатели степени до и после излома: Fl – для потока, Np – протонов, Na – альфа-частиц. F_L^P – частота излома по протонам, F_L^{He} – по альфа-частицам.

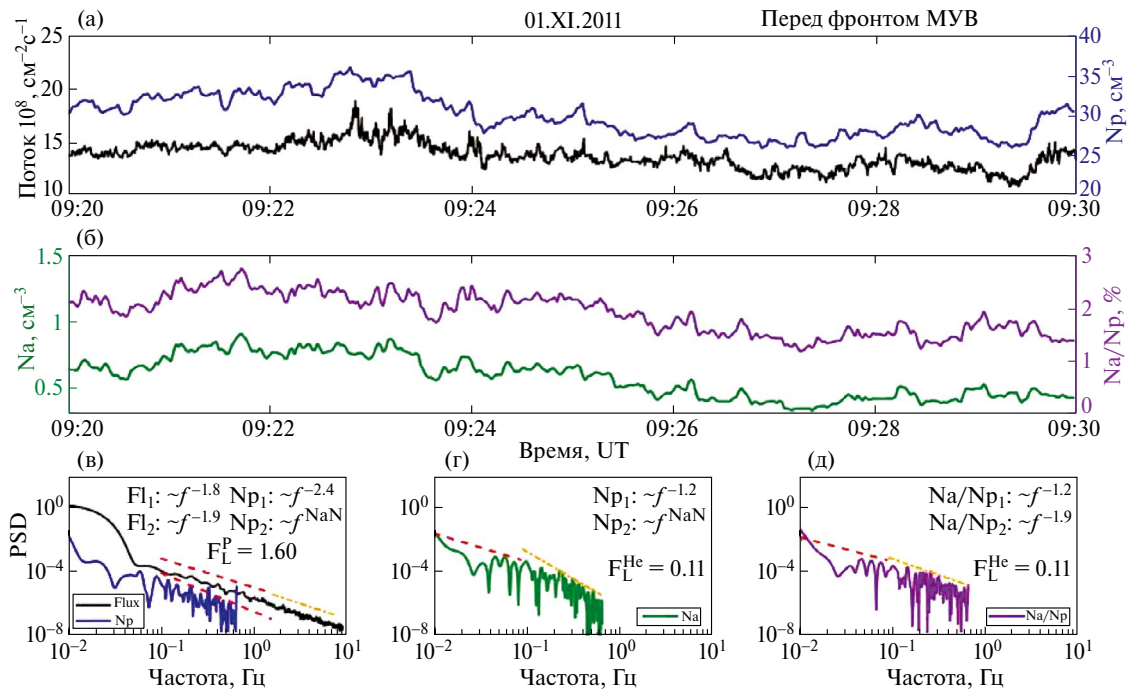


Рис. 3. Параметры и спектры флуктуаций параметров ионов в возмущенной области за фронтом МУВ. Обозначения как на рис. 2.

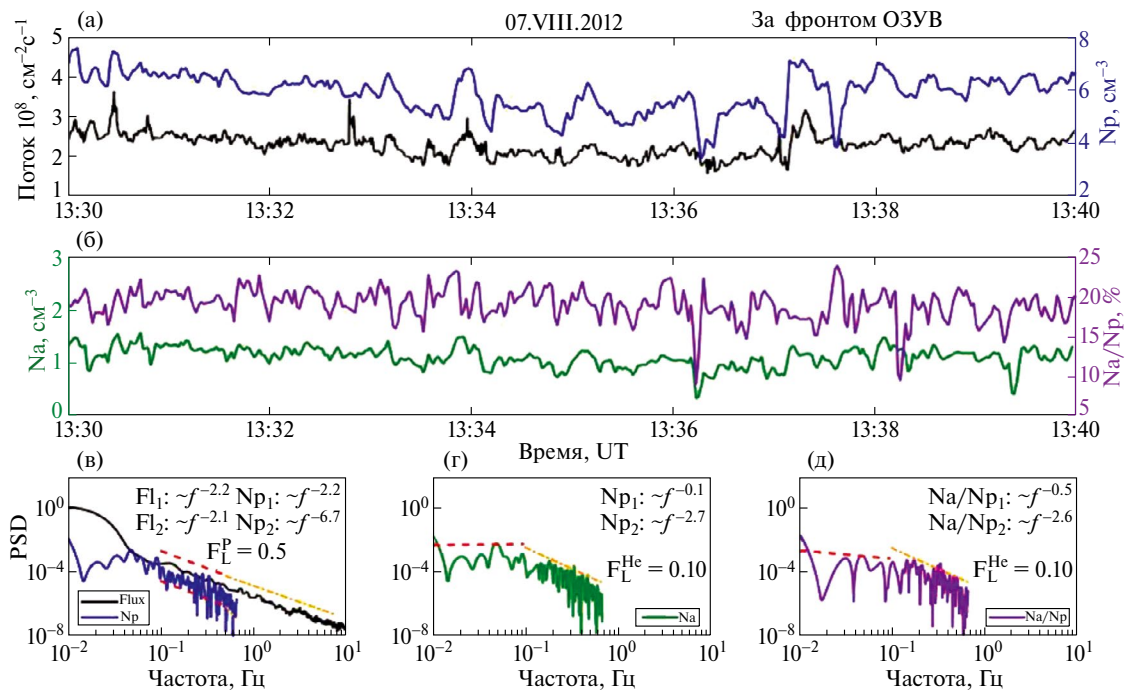


Рис. 4. Параметры и спектры флуктуаций ионов в возмущенной области за фронтом МУВ. Обозначения как на рис. 2.

меньшее увеличение (всего до -1.9). Данный эффект может быть связан с влиянием протонов, мощность флуктуаций которых за фронтом МУВ сравнима с мощностью флуктуаций альфа-частиц, что видно из панели (в).

Переходя к рис. 4, мы можем видеть аналогичный набор панелей. В данном случае приведены параметры и спектры флуктуаций концентрации ионов в переходной области за фронтом ОЗУВ. За фронтом ОЗУВ следует прежде всего

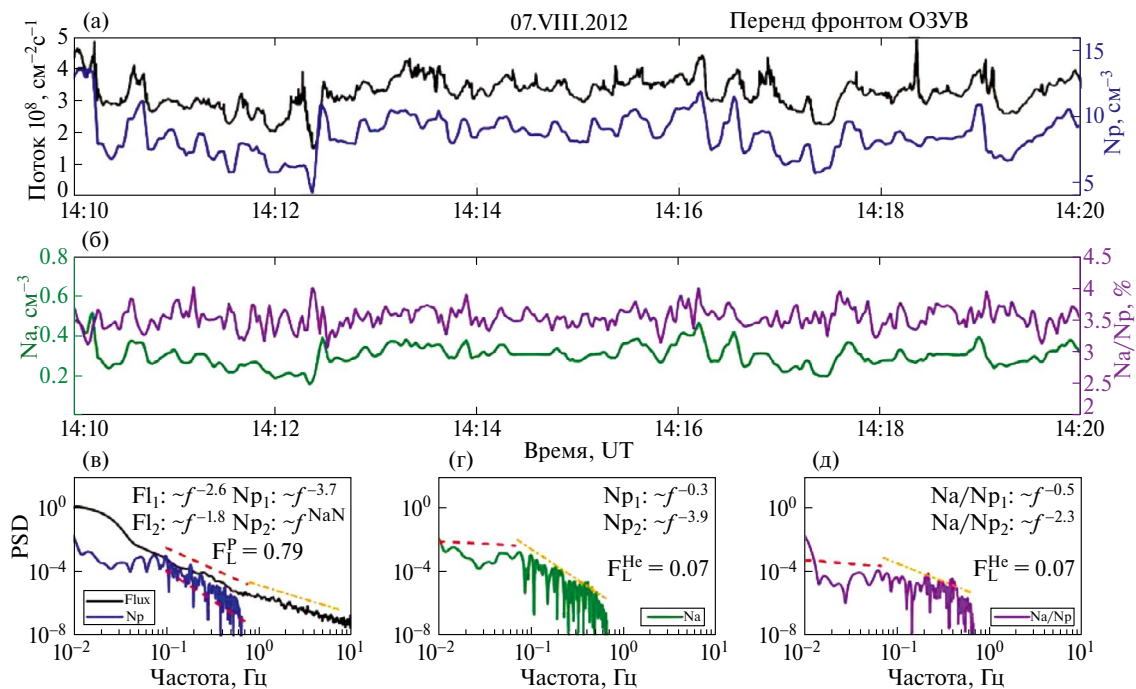


Рис. 5. Параметры и спектры флуктуаций ионов в возмущенной области за фронтом МУВ. Обозначения как на рис. 2.

отметить малую, по сравнению с частотой в невозмущенной плазме, частоту излома для спектра флуктуации плотности протонов. Это связано в первую очередь с низкой переносной скоростью протонов в возмущенной области за фронтом околоземной ударной волны. Абсолютная концентрация протонов также несколько меньше, чем в невозмущенном СВ, что дополнительно снижает частоту. При этом на панели (в) видно значительное увеличение (с -2.7 до -6.7) спектра протонов после частоты, теоретически вычисленной по формуле (1). Для альфа-частиц спектр мощности флуктуаций представлен на рис. 4г и демонстрирует явное увеличение показателя спектра на частоте примерно 0.1 Гц. На панели (д) также виден излом на частоте ~ 0.1 Гц.

На рис. 5 показаны параметры и спектры флуктуаций концентрации ионов в невозмущенном солнечном ветре перед фронтом ОЗУВ. Спектр флуктуаций концентрации протонов (см. панель (в)) визуально изменяет наклон около верхней границы спектра, однако теоретическая оценка значения точки перегиба выходит за рамки измерения, в связи с этим предполагается влияние магнитного поля (частоты, соответствующей гирорадиусу). Спектр флуктуаций концентрации альфа-частиц имеет явный излом на частоте 0.08 Гц и второй, не такой заметный, в районе 0.4 – 0.5 Гц (см. панель (г)).

По этой методике были обработаны 20 пересечений МУВ и 65 – ОЗУВ. По полученным данным были построены гистограммы распределения подсчитанных параметров: частот изломов

спектров флуктуаций концентрации протонов и альфа-частиц перед и за фронтом межпланетной и околоземной ударной волны.

Статистика частоты излома спектров мощности флуктуаций для ОЗУВ и МУВ

На рис. 6 представлены гистограммы распределения частоты излома спектров флуктуаций концентрации ионов до и после прохождения фронта ОЗУВ, рассчитанные по формуле, описанной во введении. На панели (а) приведена статистика частоты излома спектров флуктуаций концентрации протонов в невозмущенном СВ. Максимальное значение частоты излома составило около 2.4 Гц, минимальное – 0.4 Гц. Средняя величина оказалась 1.0 Гц, что выше разрешительной способности прибора. В связи с этим для большинства событий, к сожалению, мы можем дать теоретическую оценку частоты излома, так как «видимая» часть спектра не будет иметь излома. Всего было зарегистрировано пять случаев с частотой, несколько меньшей 0.67 , чтобы иметь приемлемую достоверность. Данное количество не является достаточным для хорошего статистического анализа, однако оставляет возможность рассмотрения отдельных событий.

На панели (б) представлена аналогичная статистика для возмущенной области за фронтом ОЗУВ. Мы видим, что все статистические величины оказались меньше, чем в невозмущенном СВ. Особенно заметно понижение средней частоты излома спектра флуктуаций концентрации протонов – 0.6 Гц, что даже меньше частоты

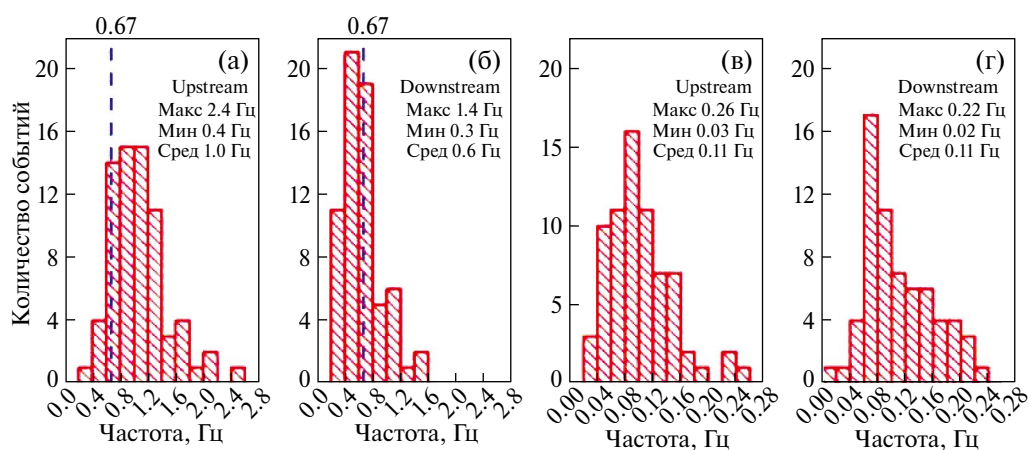


Рис. 6. Гистограммы частоты излома для протонов (панели (а), (б)) и альфа-частиц (панели (в), (г)). Панели (а) и (в) относятся к невозмущенной области, панели (б) и (г) – к области за фронтом ОЗУВ. На панелях представлены максимальные, средние и минимальные значения параметра.

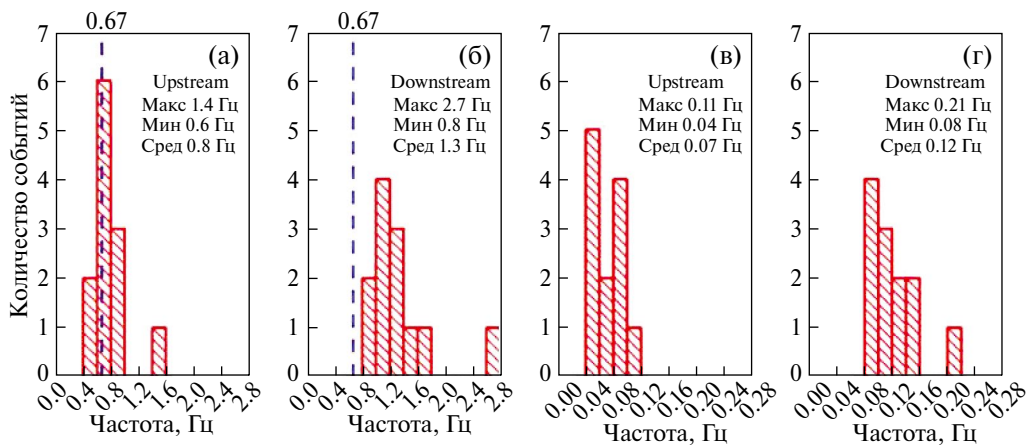


Рис. 7. Гистограммы частоты излома для протонов (панели (а), (б)) и альфа-частиц (панели (в), (г)). Панели (а) и (в) относятся к невозмущенной области, панели (б) и (г) — к области за фронтом МУВ. На панелях представлены максимальные, средние и минимальные значения параметра.

«отсечки» и дает нам больше свободы для исследования в возмущенной области. Однако это не отменяет малого количества полностью подходящих случаев ввиду невозможности сравнить с параметрами в солнечном ветре из-за описанных выше причин.

Для альфа-частиц картина совершенно отличается (панели (в) и (г)). Из-за меньшей концентрации (от 5 до 20%) и несколько меньшей скорости для спектров мощности флуктуаций этого сорта ионов частота отсечки составляет гораздо меньшую величину (в невозмущенном СВ — на порядок), чем для протонов, что значительно ниже предельной разрешительной частоты прибора. Это дает возможность работать со всеми зарегистрированными событиями, которых оказалось 65. Такое количество будет приемлемо для дальнейшего статистического исследования.

На рис. 7 представлены гистограммы распределения частоты излома спектров флуктуации концентрации ионов до и после прохождения фронта МУВ. К сожалению, здесь возникает та же проблема при изучении спектров флуктуации концентрации протонов: в невозмущенном СВ многие события обработать невозможно из-за высокой частоты отсечки. Среднее значение составило 0.8 Гц, а минимальное — 0.6 Гц, что лишь немногим меньше частоты отсечки. За фронтом же МУВ не было найдено ни одного подходящего для рассмотрения события: скорость и концентрация становятся только больше, что делает невозможным наблюдение на спектре излома — минимальное значение частоты излома составило 0.8 Гц.

Для альфа-частиц ситуация обстоит гораздо лучше, как и в случае с событиями, связанными с пересечением ОЗУВ. Среднее значение частоты излома в невозмущенном солнечном ветре составило 0.07 Гц, за фронтом МУВ — 0.12 Гц. Максимальное значение — 0.11 и 0.21 Гц соответственно. Эти значения находятся ниже частоты отсечки, что позволяет работать со спектрами альфа-частиц и в случае пересечения МУВ. Однако стоит отметить, что для этого набора событий статистика будет меньше, но по причине высокой температуры, как было отмечено выше, спектры ионов сливаются за фронтом МУВ ввиду высокого нагрева, и их тяжело различить. Также бывают события со слишком большой скоростью частиц, что приводит к смещению спектра альфа-частиц за пределы измеряемого энергетического диапазона. Это уменьшает количество МУВ, пригодных для обработки.

На рис. 8 представлена сводная гистограмма распределения наклона спектра до излома (МГД-масштаб) для трех параметров плазмы солнечного ветра: полного потока ионов, абсолютной концентрации протонов и альфа-частиц. Для полного потока распределение показывает явный максимум вблизи колмогоровского наклона ($-5/3$). Однако для концентрации ионов по отдельности ситуация значительно отличается. Распределение оказывается гораздо шире, без ярко выраженного максимума, особенно для протонов, что стало достаточно неожиданным результатом.

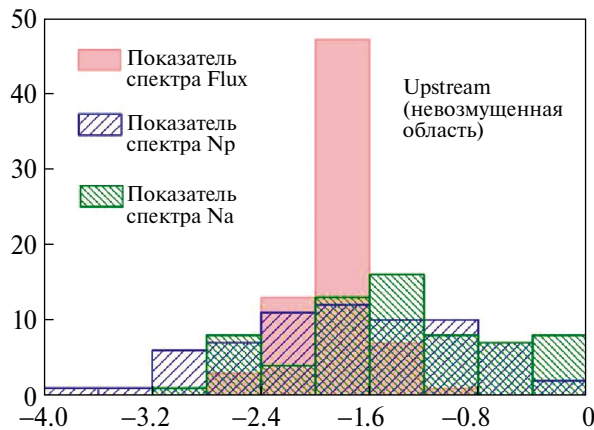


Рис. 8. Показатель степени спектра мощности флуктуаций параметров плазмы до излома для невозмущенной области. Представлены полный поток плазмы, концентрации протонов и альфа-частиц.

ОБСУЖДЕНИЯ И ВЫВОДЫ

По данным измерений прибора БМСВ на КА «Спектр-Р» были определены частоты излома спектров мощности флуктуаций полного потока плазмы, концентрации протонов и альфа-частиц в солнечном ветре, за рампом околоземной ударной волны, за рампом межпланетной ударной волны. Для альфа-частиц подобные данные были получены впервые.

Для возмущенного СВ за рампом МУВ частота излома спектра мощности флуктуаций концентрации протонов оказалась заметно выше (в среднем 1.3 Гц), чем в невозмущенной области (0.8–1.0 Гц), что объясняется увеличением как скорости, так и концентрации протонов — из формулы (1) видно, что частота прямо пропорциональна скорости и концентрации в степени 1/2. Для альфа-частиц также характерно увеличение частоты излома при пересечении фронта МУВ, однако ввиду низкой относительной концентрации и несколько меньшей скорости этот параметр находится в диапазоне наших измерений и может быть изучен в дальнейшем.

В случае пересечения ОЗУВ показано, что среднее значение частоты излома для спектров мощности флуктуаций концентрации протонов за рампом меньше (0.6 Гц), чем в СВ (1.0 Гц). Это происходит ввиду значительного уменьшения скорости и несмотря на повышение концентрации, так как зависимость от концентрации по формуле (1) идет в степени 1/2, а от скорости — в степени 1. Для альфа-частиц изменение частоты излома спектра может быть едва заметно из-за локального увеличения концентрации

за фронтом околоземной ударной волны (0.11 Гц для возмущенной области и 0.11 Гц для СВ). При этом вопрос о двойном изломе для спектров флуктуаций остается открытым. Есть предположение, что спектр мощности относительной концентрации альфа-частиц может отображать обе частоты излома (и по протонам, и по альфа-частицам). Например, на рис. 5д есть визуальные указания на еще один излом в районе 0.4–0.5 Гц, что может быть связано с влиянием как протонов, так и магнитного поля (частота излома, соответствующая гирорадиусу), однако уточнить этот вопрос пока не представляется возможным.

На этом же рисунке спектр альфа-частиц демонстрирует «плато» на низких частотах, похожее на описанное в работе [24]. Это плато прослеживается на спектре флуктуаций относительной концентрации альфа-частиц (см. панель (д)). Этот же спектр имеет явный излом на второй частоте, что подтверждает предположение о влиянии еще одного механизма передачи энергии.

Распределение, полученное на рис. 8, нуждается в дальнейшем анализе. В случае погрешностей обработки было бы ожидаемо увидеть такое уширение скорее для альфа-частиц по причинам затрудненности вычисления их параметров. Точные причины такого различия (между потоком и сортами ионов) пока не ясны, основные версии следующие: зависимость от скорости потока плазмы, недостаточная длительность периода, по которому строился спектр, погрешность вычисления наклона спектра также пока не исключается из возможных причин. Данный вопрос находится в процессе изучения.

Дальнейшее изучение характеристик спектров мощности флуктуаций будет сосредоточено на альфа-частицах, так как их частота излома существенно ниже частоты отсечки (максимально разрешаемая прибором частота) как для случаев пересечения МУВ, так и ОЗУВ. Рассмотрение распределения наклона спектров флуктуаций концентрации протонов и альфа-частиц, имеющих различную массу и заряд, дает дополнительную информацию по физике процессов вблизи фронта бесстолкновительных ударных волн в космической плазме.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00227.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Matthaeus W.H., Weygand J.M., Dasso S.* Ensemble space-time correlation of plasma turbulence in the solar wind // *Physical Review Letters*. 2016. V. 116. Iss. 24. Art. ID. 245101. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.245101>
2. *Bruno R., Carbone V.* The solar wind as a turbulence laboratory // *Living Reviews in Solar Physics*. 2013. V. 10. Art. ID. 2. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-2>
3. *Kolmogorov A.N.* A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number // *J. Fluid Mechanics*. 1962. V. 13. Iss. 1. P. 82–85. <https://doi.org/10.1017/S0022112062000518>
4. *Unti T.W.J., Neugebauer M., Goldstein B.E.* Direct measurements of solar-wind fluctuations between 0.0048 and 13.3 Hz // *Astrophysical J.* 1973. V. 180. P. 591–598. https://ui.adsabs.harvard.edu/link_gateway/1973ApJ...180..591U/. <https://doi.org/10.1086/151987>
5. *Celnikier L.M., Harvey C.C., Jegou R. et al.* A determination of the electron density fluctuation spectrum in the solar wind, using the ISEE propagation experiment // *Astronomy and Astrophysics*. 1983. V. 126. Iss. 2. P. 293–298. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1983A&A...126..293C>
6. *Zastenker G.N., Safrankova J., Nemecek Z. et al.* Fast measurements of parameters of the Solar Wind using the BMSW instrument // *Cosmic Res.* 2013. V. 51. P. 78–89. <https://doi.org/10.1134/S0010952513020081>
7. *Safrankova J., Nemecek Z., Prech L. et al.* Fast solar wind monitor (BMSW): Description and first results // *Space Science Reviews*. 2013. V. 175. Iss. 1–4. P. 165–182. <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-013-9979-4>
8. *Safrankova J., Nemecek Z., Nemec F. et al.* Solar wind density spectra around the ion spectral break // *Astrophysical J.* 2015. V. 803. Iss. 2. Art. ID. 107. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/803/2/107>
9. *Safrankova J., Nemecek Z., Nemec F. et al.* Power spectral density of fluctuations of bulk and thermal speeds in the solar wind // *Astrophysical J.* 2016. V. 825. Iss. 2. Art. ID. 121. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/825/2/121>
10. *Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G.* Plasma fluctuations at the flanks of the Earth's magnetosheath at ion kinetic scales // *Annales Geophysicae*. 2016. V. 34. P. 1011–1018. <http://dx.doi.org/10.5194/angeo-34-1011-2016>
11. *Riazantseva M.O., Budaev V.P., Rakhmanova L.S. et al.* Comparison of properties of small scale ion flux fluctuations in flank magnetosheath and in solar wind // *Advances in Space Research*. 2016. V. 58. Iss. 2. P. 166–174. <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2015.12.022>
12. *Rakhmanova L.S., Riazantseva M.O., Zastenker G.N. et al.* Large-Scale Solar Wind Phenomena Affecting the Turbulent Cascade Evolution behind the Quasi-Perpendicular Bow Shock // *Universe*. 2022. V. 8. Iss. 12. Art. ID. 611. <https://doi.org/10.3390/universe8120611>
13. *Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G. et al.* Role of the variable solar wind in the dynamics of small-scale magnetosheath structures // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. 2023. V. 10. <https://doi.org/10.3389/fspas.2023.1121230>
14. *Ogilvie K.W., Wilkerson T.D.* Helium abundance in the solar wind // *Solar Physics*. 1969. V. 8. Iss. 2. P. 435–449. <https://doi.org/10.1007/BF00155391>
15. *Formisano V., Palmiotto F., Moreno G.* α -particle observations in the solar wind // *Solar Physics*. 1970. V. 15. Iss. 2. P. 479–498. <https://doi.org/10.1007/BF00151853>
16. *Borovsky J.E.* Flux-tube texture of the solar wind: Strands of the magnetic carpet at 1 AU? // *J. Geophysical Research*. 2008. V. 113. Iss. A8. Art. ID. 8110. <https://doi.org/10.1029/2007JA012684>
17. *Kasper J.C., Stevens M.L., Korreck K.E. et al.* Evolution of the relationships between helium abundance, minor ion charge state, and solar wind velocity over the solar cycle // *The Astrophysical J.* 2012. V. 745. Iss. 2. Art. ID. 162. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/745/2/162>
18. *Yermolaev Y.I., Lodkina I.G., Yermolaev M.Y. et al.* Dynamics of large-scale solar-wind streams obtained by the double superposed epoch analysis: 4. Helium abundance // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2020. V. 125. Iss. 7. Art. ID. e2020JA027878. <https://doi.org/10.1029/2020JA027878>
19. *Leamon R.J., Matthaeus W.H., Smith C.W. et al.* MHD-driven kinetic dissipation in the solar wind

- and corona // *Astrophysical J.* 2000. V. 537. Iss. 2. P. 1054–1062. <https://doi.org/10.1086/309059>
20. *Smith C.W., Mullan D.J., Ness N.F. et al.* Day the solar wind almost disappeared: Magnetic field fluctuations, wave refraction and dissipation // *Geophysical Research*. 2001. V. 106. Iss. A9. P. 18625–18634. <https://doi.org/10.1029/2001JA000022>
 21. *Howes G.G., Cowley S.C., Dorland W. et al.* A model of turbulence in magnetized plasmas: Implications for the dissipation range in the solar wind // *Geophysical Research*. 2008. V. 113. Art. ID. A05103. <https://doi.org/10.48550/arXiv.0707.3147>
 22. *Schekochihin A.A., Cowley S.C., Dorland W. et al.* Astrophysical gyrokinetics: kinetic and fluid turbulent cascades in magnetized weakly collisional plasmas // *Astrophysical Journal Supplement Series*. 2009. V. 182. Iss. 1. P. 310–377. <https://doi.org/10.1088/0067-0049/182/1/310>
 23. *Sapunova O.V., Borodkova N.L., Zastenker G.N. et al.* Dynamics of He⁺⁺ Ions at Interplanetary and Earth's Bow Shocks // *Universe*. 2022. V. 8. Iss. 10. Art. ID. 516. <https://doi.org/10.3390/universe8100516>
 24. *Рахманова Л. С., Рязанцева М. О., Застенкер Г. Н. и др.* Влияние магнитопаузы и головной ударной волны на характеристики турбулентности плазмы в магнитослое Земли // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2018. Т. 58. № 6. С. 749–758. <https://doi.org/10.1134/S0016794018060135>.

УДК 523.31-854+533.951.7+520.64-14

ФЛУКТУАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ПО ДАННЫМ MMS

© 2024 г. И.Л. Овчинников^{1,*}, Д.Ю. Найко^{1,2}, Е.Е. Антонова^{1,3}

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

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

³Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*ilya@psn.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 28.04.2023 г.

Принята к публикации 02.05.2023 г.

Проведен статистический анализ спектров флуктуаций электрического и магнитного поля в плазменном слое хвоста магнитосферы Земли по данным спутников миссии *Multiscale Magnetosphere Mission (MMS)* за 2017–2022 гг. при небольших скоростях движения плазмы. Рассмотрены результаты измерений комплекса аппаратуры *FIELDS*. Выделены трехчасовые интервалы, во время которых спутники находились внутри плазменного слоя и плазменный параметр β был больше единицы. Проведен анализ более ста тысяч спектров флуктуаций электрического поля прибором *EDP/DCE* и магнитного поля прибором *FGM*. Из рассмотрения были исключены интервалы со скоростями плазмы свыше 100 км/с. Для каждого интервала определены показатели наклонов спектров в частотном диапазоне 0.014–16 Гц. Выявлено, что величины показателей спектров существенно отличаются для электрического и магнитного поля. Получены зависимости показателей спектров от усредненных по интервалу уровней флуктуаций электрического и магнитного полей.

DOI: 10.31857/S0023420624010021

ВВЕДЕНИЕ

Характерная особенность процессов в магнитосфере Земли – существование турбулентных флуктуаций скорости, плотности, электрического и магнитного поля при бесстолкновительном характере плазменных взаимодействий. Поэтому определение характеристик бесстолкновительной магнитосферной турбулентности представляется важной составной частью исследований магнитосферы. Турбулентность необходимо учитывать при описании транспорта частиц из магнитослоя внутрь магнитосферы и утечки частиц из магнитосферы, переноса внутри магнитосферы, ускорения и нагрева частиц и при решении многих других проблем. Одной из них становится проблема формирования плазменного слоя при южной ориентации межпланетного магнитного поля (ММП) и его разрушения и заполнения плазмой долей хвоста при северной ориентации ММП (см. обзоры [2, 15] и ссылки в данных обзорах). Для решения последней задачи

существенный интерес представляют флуктуации электрического поля.

Количественные исследования турбулентности магнитосферного хвоста начались с анализа данных спутников *ISEE* и *Geotail* [1, 4, 5, 16 и др.] и продолжились при реализации проекта *CLUSTER* [24, 25 и др.]. Было доказано, что турбулентность хвоста имеет перемежающийся характер и уровень флуктуаций магнитного поля значительно возрастает при прохождении ускоренных плазменных потоков (англ. *bursty bulk flow – BBF*). Исследования бесстолкновительной турбулентности значительно расширились с реализацией миссии *MMS*, результаты измерений приборов которой находятся в открытом доступе на сайтах (<https://mms.gsfc.nasa.gov/>, <https://lasp.colorado.edu/mms/sdc/public/data/>). В работе [22] подчеркивалось, что до реализации проекта *MMS* не удавалось получать надежные измерения трех компонент электрического поля с разрешением, необходимым для исследований процессов в хвосте магнитосферы.

Проект *MMS* был направлен на изучение плазменных процессов на электронных масштабах [6], но полученные данные использовались и продолжают использоваться при анализе различных плазменных процессов, включая исследования турбулентности. Данные *MMS*, наряду с возможностью изучения процессов на малых масштабах, позволяют исследовать флуктуации всех трех компонент электрического поля, приводящих к транспорту плазмы, ускорению и нагреву частиц.

Многочисленные исследования с использованием данных *MMS* посвящены турбулентности солнечного ветра [7, 12 и др.] и магнитослоя [18, 26 и др.]. Успешность таких исследований связана с высокой скоростью течения плазмы в солнечном ветре и в магнитослое на флангах магнитосферы, превышающей альвеновскую и звуковую скорость. При этом используется гипотеза Тейлора [21], в соответствии с которой скорость волн, формирующих турбулентный каскад, много меньше скорости движения плазмы, что позволяет определять волновые числа. Данное приближение неприменимо к изучению турбулентности плазмы в хвосте магнитосферы Земли, что значительно усложняет исследования турбулентности плазменного слоя, где происходит сдвиг спектра турбулентных флуктуаций по частоте в областях быстрых движений плазмы [27], так как при изучении турбулентности обычно рассматривается спектр по волновым числам. Однако в работе [8] отмечалось, что в условиях, когда скорость течения плазмы значительно изменяется, может быть получен только частотный спектр, и в дальнейших работах по изучению турбулентности при быстрых течениях плазмы определение наклонов частотных спектров по данным *MMS* успешно использовалось.

В ходе анализа спектров турбулентности по данным *MMS* основное внимание было сосредоточено на процессах с высоким уровнем турбулентных флуктуаций, что позволяло анализировать формирование турбулентного спектра в частотном диапазоне до 100 Гц [8, 9, 20 и др.] при анализе измерений в быстром режиме (*англ.* burst mode) с разрешением до 8000 с^{-1} . Данные с таким разрешением записываются и анализируются отдельно для каждого выделяемого события, и их трудно использовать для статистического анализа. Однако такой анализ можно проводить для большого массива постоянно записываемых данных с временным разрешением для магнитного поля до 16 с^{-1} и электрического поля до 32 с^{-1} . Принимая во внимание, что

к основным вопросам турбулентности в хвосте магнитосферы Земли относится проблема существования квазиравновесной конфигурации турбулентного хвоста в спокойных условиях [2, 15], такие исследования представляют несомненный интерес. Необходимо также отметить, что статистические исследования спектров турбулентности в хвосте магнитосферы Земли с использованием трех компонент измеряемого электрического поля ранее не проводились.

Цель настоящей работы заключается в изучении характеристик спектров турбулентных флуктуаций электрического и магнитного поля по данным *MMS* в областях, где скорость движения плазмы не превышает 100 км/с, и их зависимостей от усредненных амплитуд турбулентных флуктуаций.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДИКА АНАЛИЗА

Для анализа использовались данные измерений комплекса аппаратуры *FIELDS* миссии *MMS* [22]: электрического поля *EDP/DCE* [13] с временным разрешением 32 с^{-1} и магнитного поля *FGM* [14] с временным разрешением 16 с^{-1} . Быстрая мода с разрешением до 8000 с^{-1} в нашем исследовании не использовалась. Локализация спутников внутри плазменного слоя фиксировалась по концентрации и температуре ионов плазмы, определяемым по данным приборов *FPI/DIS* [17]. Для выделения промежутков времени, когда космический аппарат находился внутри плазменного слоя, использовался критерий из работы [19] – координаты аппарата в системе *GSM* (*англ.* Geocentric Solar-Magnetosphere) удовлетворяют условиям: $X < -6R_E$, $|Y| < |X|$, $|Z| < 8R_E$, концентрация ионов плазмы $n_i > 0.1 \text{ см}^{-3}$, температура ионов $T_i > 0.5 \text{ кэВ}$, плазменный параметр $\beta > 1$. Использование критерия $\beta > 1$ выделяет области, заполненные горячей магнитосферной плазмой, в которых наблюдается значительное искажение магнитных силовых линий по сравнению с полем земного диполя. В рассмотренный диапазон входят части области кольцевого тока на геоцентрических расстояниях от 6 до $\sim (10-13) R_E$, где крупномасштабные поперечные токи замыкаются внутри магнитосферы, и области токов хвоста, в которых крупномасштабные токи замыкаются токами магнитопаузы.

Все параметры усреднялись по 6-минутным интервалам времени. За 2017–2022 гг. было выделено 29 тыс. 6-минутных интервалов, когда

в плазменном слое находился и передавал данные хотя бы один аппарат миссии *MMS*. Для предварительного анализа спектров было выбрано несколько трехчасовых интервалов непрерывного нахождения *MMS* в плазменном слое и методом Уэлча с использованием библиотеки SciPy получена спектральная плотность мощности (СПМ) флуктуаций компонент электрического поля в диапазоне частот от 6 мГц до 16 Гц и магнитного поля в диапазоне частот от 6 мГц до 8 Гц.

На рис. 1 показан пример анализа типичного интервала 14.VI.2017 в 01:00–04:00 UT. Во время измерений координаты спутников в системе координат GSM были: $X = -(22.6-22.1) R_E$, $Y = -(7.6-7.1) R_E$, $Z = (2.3-3.4) R_E$. На рис. 1а показаны параметры солнечного ветра, межпланетного магнитного поля и геомагнитные индексы для данного события согласно базе данных OMNI с минутным разрешением: скорость солнечного

ветра была в пределах $v_{SW} = 471-505$ км/с, плотность $n_{SW} = 2.6-3.9$ см⁻³, давление $p_{SW} = 1.2-1.8$ нПа; компоненты межпланетного магнитного поля: $B_x^{IMF} = -(3.9-2.1)$ нТл, $B_y^{IMF} = -(1.6-3.1)$ нТл, $B_z^{IMF} = 3.5-2.7$ нТл; геомагнитные условия были спокойными: $Kp = 0-1^-$, $SYM-H = -(9-6)$ нТл, $AL = -(31-17)$ нТл.

На рис. 1б показаны флуктуации компонент магнитного и электрического поля со спутника *MMS-1*. Результаты измерений на других спутниках миссии *MMS* в данном случае практически не отличались. Из рис. 1б следует, что амплитуда флуктуаций электрического поля во время исследованного интервала колебалась в интервале от 0.5 до -0.6 мВ/м, исключая всплеск электрического поля до 1.7 мВ/м в области, где происходило кратковременное изменение знака

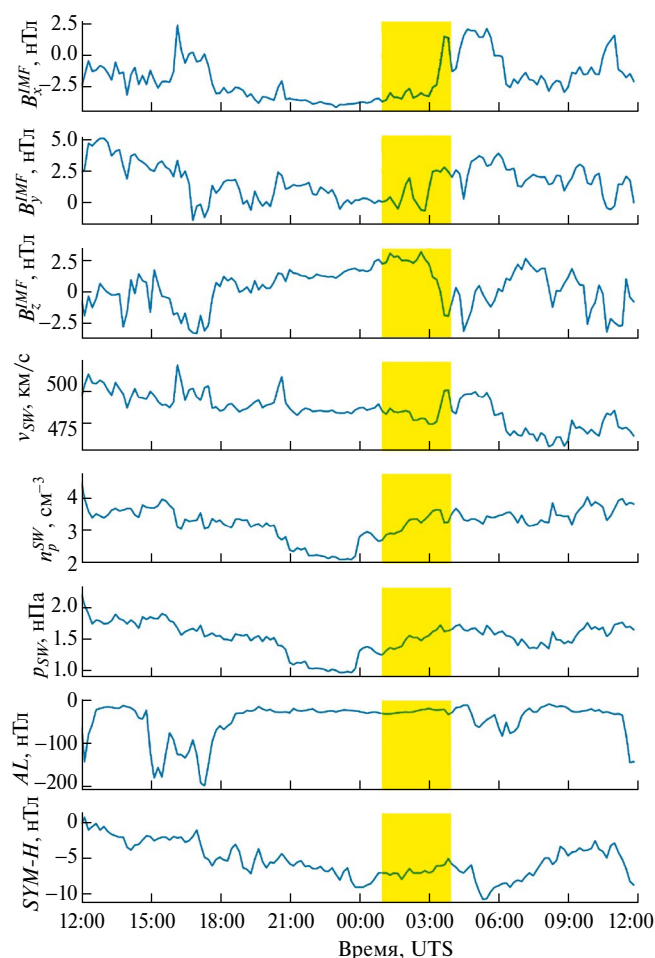


Рис. 1а. Параметры ММП и солнечного ветра, геомагнитной активности для интервала 14.VI.2017 в 01:00–04:00 UT по одномоментным данным OMNI. Фоном отмечен анализируемый интервал времени.

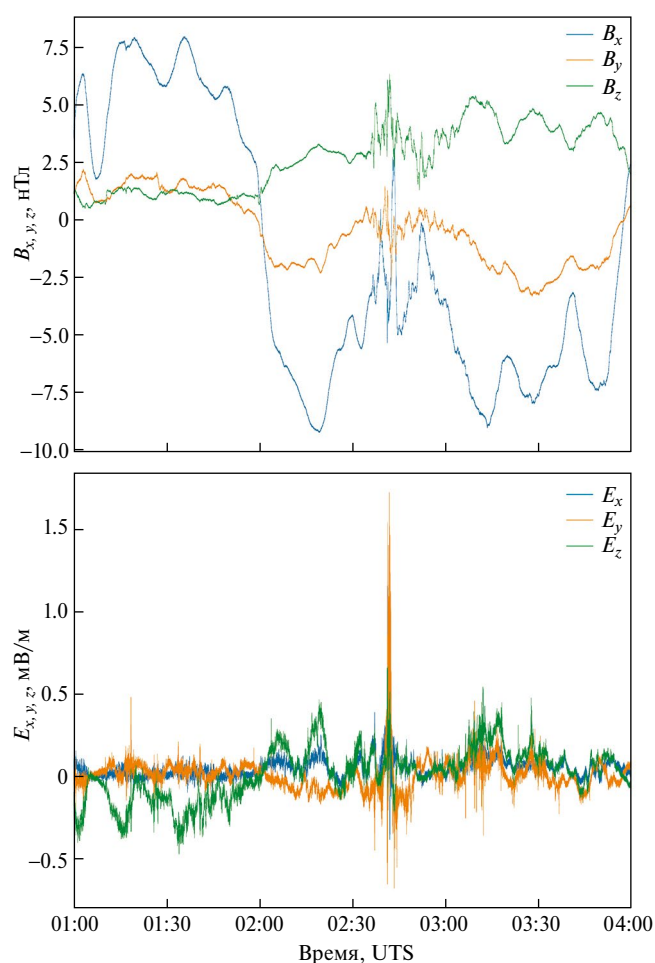


Рис. 1б. Флуктуации магнитного (B_x , B_y , B_z) и электрического (E_x , E_y , E_z) поля в интервале 14.VI.2017 в 01:00–04:00 UT по данным с *MMS-1*.

B_z -компоненты магнитного поля. На рис. 2 показана спектральная плотность мощности флуктуаций компонент магнитного и электрического поля (E_x, E_y, E_z — левая колонка, B_x, B_y, B_z — правая колонка) в зависимости от частоты и их степенная аппроксимация с показателем спектра α . Показаны значения полученных показателей спектров. Прежде всего необходимо отметить, что наклоны спектров значительно различаются для электрического и магнитного поля, что свидетельствует, в соответствии с работой [8], о значительном вкладе электростатических

флуктуаций. Показатели спектров различаются для компонент поля, но такие различия незначительны. На частотах, приближающихся к концу анализируемого интервала, наблюдается резкое уменьшение показателя спектра. Наблюдаемое выполаживание спектра (*англ.* roll-off в соответствии с исследованием [10]) в данном случае не является физическим эффектом. Эффект выполаживания спектра возникает в процессе фильтрации регистрируемого сигнала при уменьшении отношения сигнал/шум. Для проверки данного утверждения рассмотрим другой входящий

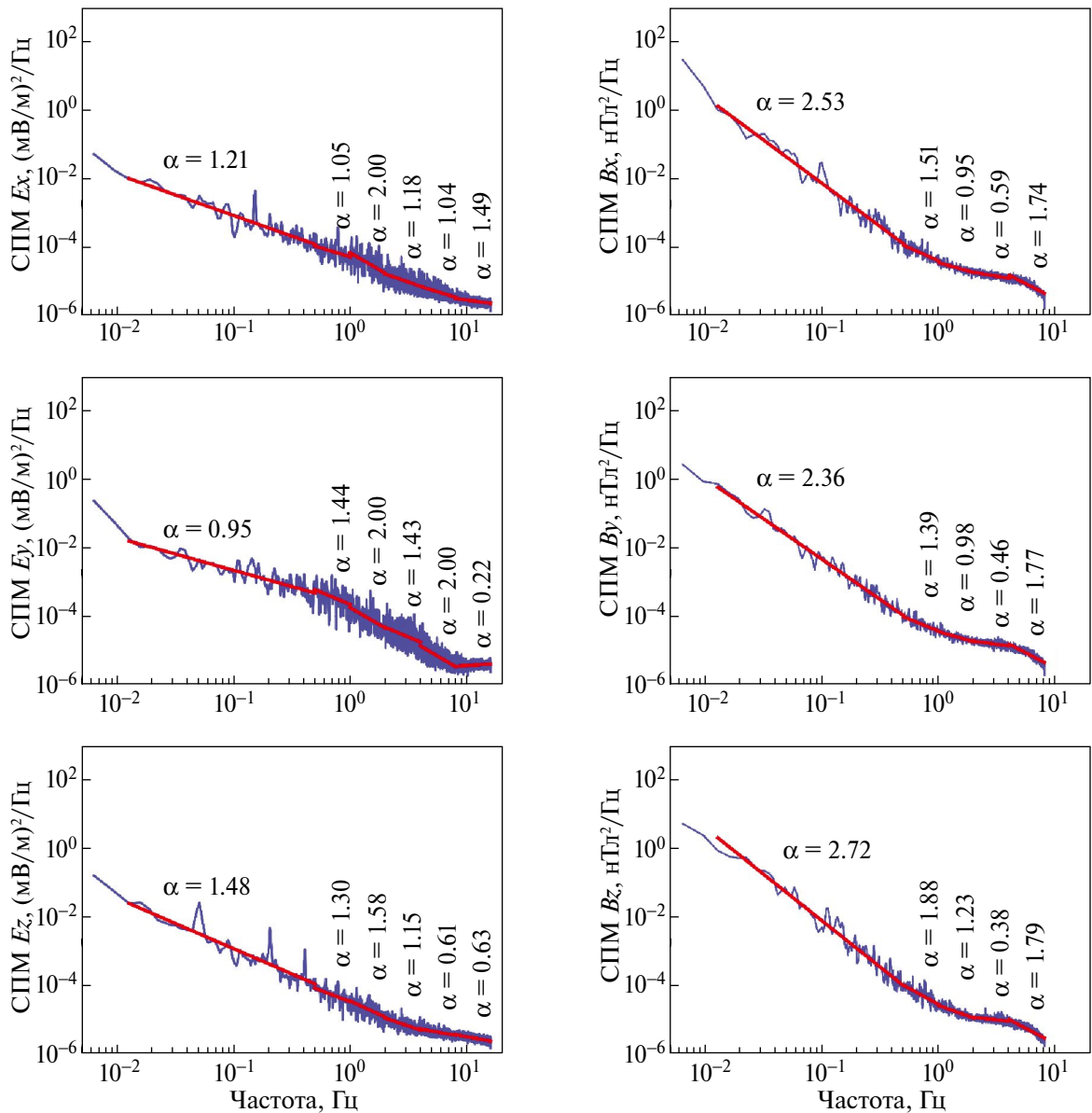


Рис. 2. Примеры спектров флуктуаций компонент электрического и магнитного поля при низком уровне флуктуаций (событие 14.VI.2017 в 01:00–04:00 UT). По горизонтальной оси — частота, по вертикальной — спектральная плотность мощности.

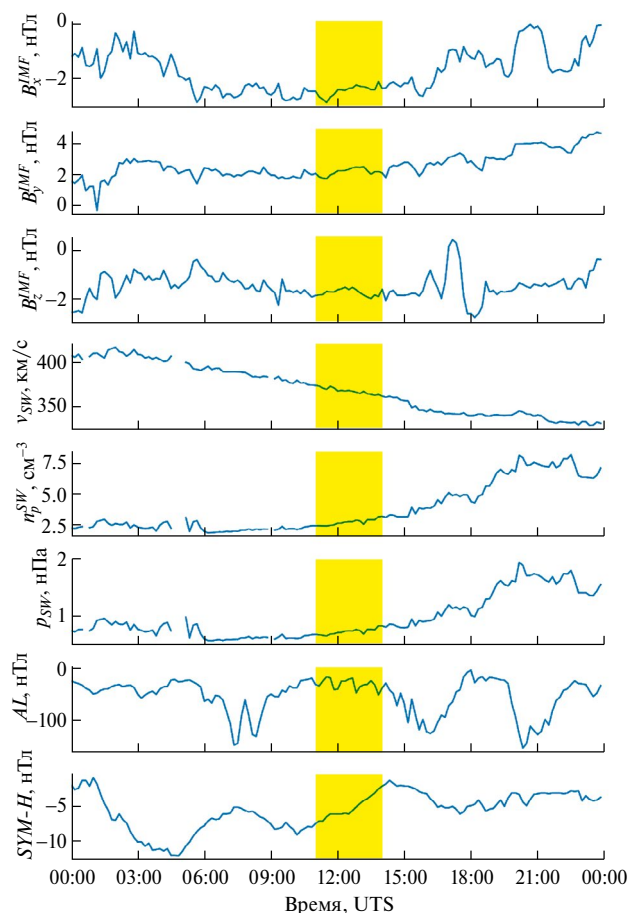


Рис. 3а. Параметры ММП и солнечного ветра, геомагнитной активности для интервала 15.VII.2018 в 11:00–14:00 по одноминутным данным OMNI. Фоном отмечен анализируемый интервал времени.

в число отобранных по указанным выше критериям интервал, во время которого наблюдались амплитуды флуктуаций электрического поля, существенно превышающие амплитуды во время события 14.VI.2017.

На рис. 3а, б аналогично рис. 1а, б приведены параметры межпланетного магнитного поля, солнечного ветра, геомагнитной активности и флуктуации магнитного и электрического поля для более активного интервала 15.VII.2018 в 11:00–14:00 UT. Во время измерений координаты спутников в системе координат GSM были: $X = -(22.4-21.5) R_E$, $Y = (1.8-2.7) R_E$, $Z = (6.7-7.3) R_E$. Параметры солнечного ветра, межпланетного магнитного поля и геомагнитные индексы для данного события по данным OMNI с минутным разрешением: скорость солнечного ветра была в пределах $v_{sw} = 370-360$ км/с, плотность в пределах $n_{sw} = 2.4-3.3$ см⁻³, давление $p_{sw} = 0.64-0.86$ нПа; компоненты межпланетного магнитного поля: $B_x^{IMF} = -(2.6-2)$ нТл,

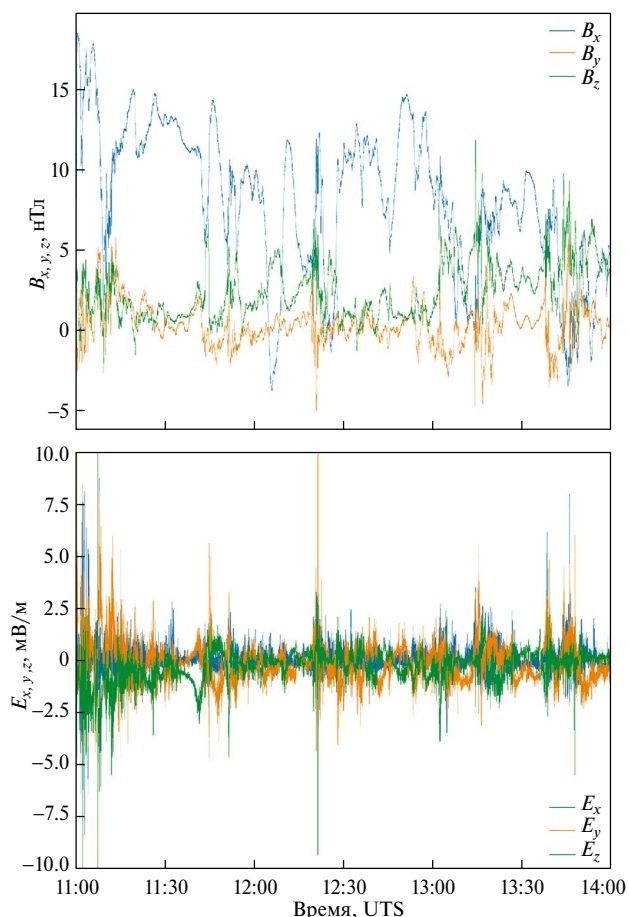


Рис. 3б. Флуктуации магнитного (B_x , B_y , B_z) и электрического (E_x , E_y , E_z) поля в интервале 15.VII.2018 в 11:00–14:00 по данным с MMS-1.

$B_y^{IMF} = (1.9-2.9)$ нТл, $B_z^{IMF} = -(2.2-1.2)$ нТл; геомагнитные условия также были спокойными: $Kp = 0-1^-$, $SUM-H = -(8-2)$ нТл, $AL = -(79-8)$ нТл.

В данном событии амплитуда флуктуаций электрического поля превышала 10 мВ/м. На рис. 4 показаны спектры флуктуаций компонент электрического и магнитного поля при повышенном уровне флуктуаций в спокойных геомагнитных условиях. Сравнение рис. 2б и 4б показывает, что повышение уровня флуктуаций приводит к подъему спектра и исчезновению выполаживания спектра в верхней части частотного диапазона. Необходимо отметить, что исследования событий с разрешением до 8000 с⁻¹ (burst mode) в работах [8, 9, 20 и др.] показывали возникновение выполаживания спектра только в конце исследуемого диапазона, что подтверждает утверждение о роли шумов в изменениях наклонов спектров при интерпретациях выполаживаний в наклонах спектров.

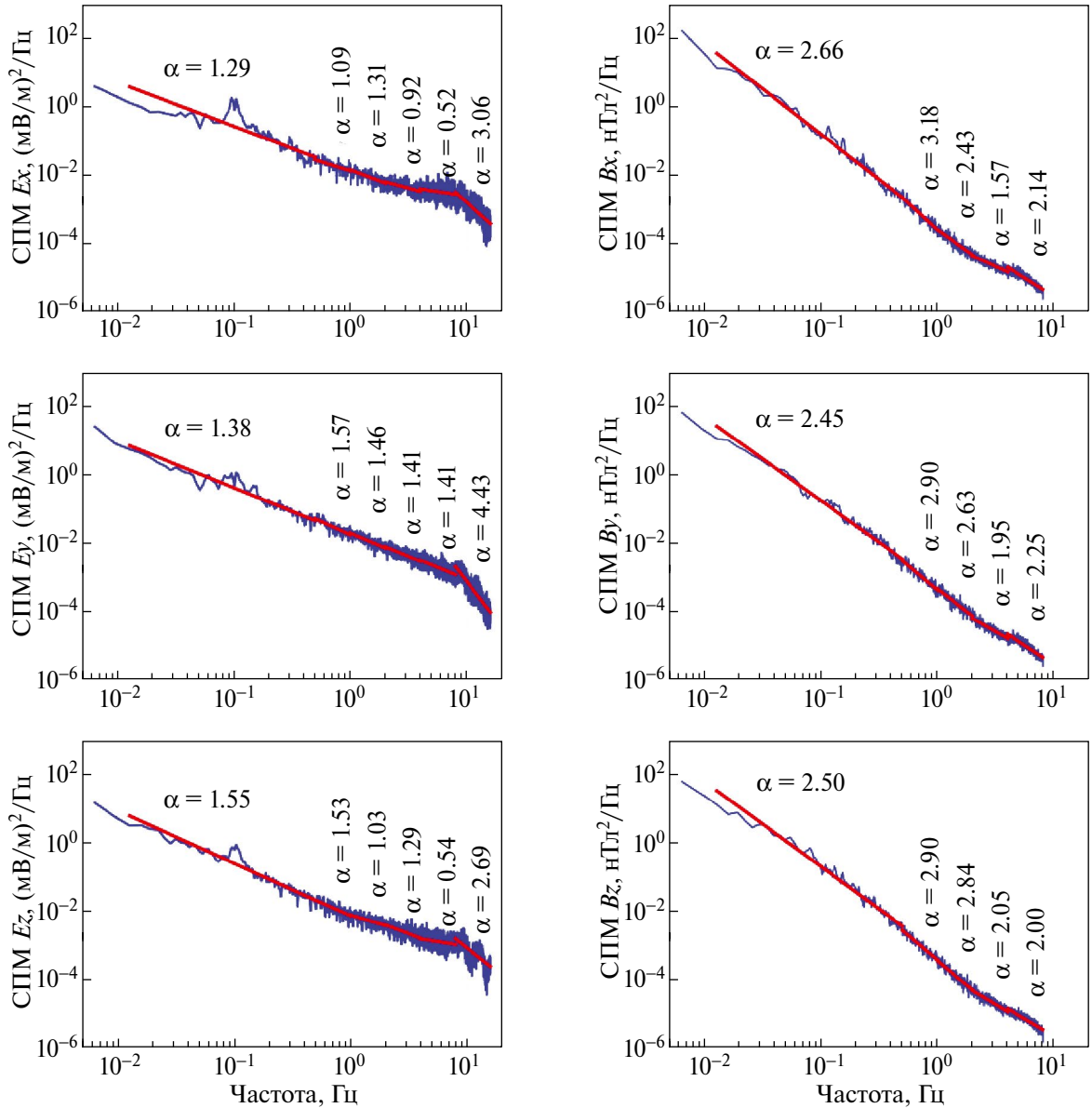


Рис. 4. Примеры спектров флуктуаций компонент электрического и магнитного поля при повышенном уровне флуктуаций в спокойных геомагнитных условиях (событие 15.VII.2018 в 11:00–14:00).

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Для статистического исследования спектров флуктуаций были взяты все 12-минутные интервалы нахождения *MMS* в плазменном слое, полученные попарным объединением идущих подряд 6-минутных интервалов. Данные с каждого из четырех спутников обрабатывались независимо. Методом наименьших квадратов построены аппроксимации зависимости спектральной плотности мощности от частоты степенными функциями $\text{СПМ}(E) \sim f^{-\alpha}$ в диапазонах частот 0.014–0.5, 0.5–1, 1–2, 2–4, 4–8, 8–16 Гц,

$\text{СПМ}(B) \sim f^{-\alpha}$ в диапазонах частот $f = 0.014$ –0.5, 0.5–1, 1–2, 2–4, 4–8 Гц. Кроме того, для каждого 12-минутного интервала вычислены среднеквадратичные значения флуктуаций компонент электрического и магнитного поля E_{rms} и B_{rms} . Всего получены спектральные индексы и среднеквадратичные значения электрического и магнитного поля для 113 983 интервалов. На данном этапе исследования из рассмотрения были исключены интервалы, когда усредненная гидродинамическая скорость превышала 100 км/с (таких интервалов оказалось 10 569, что соответствует

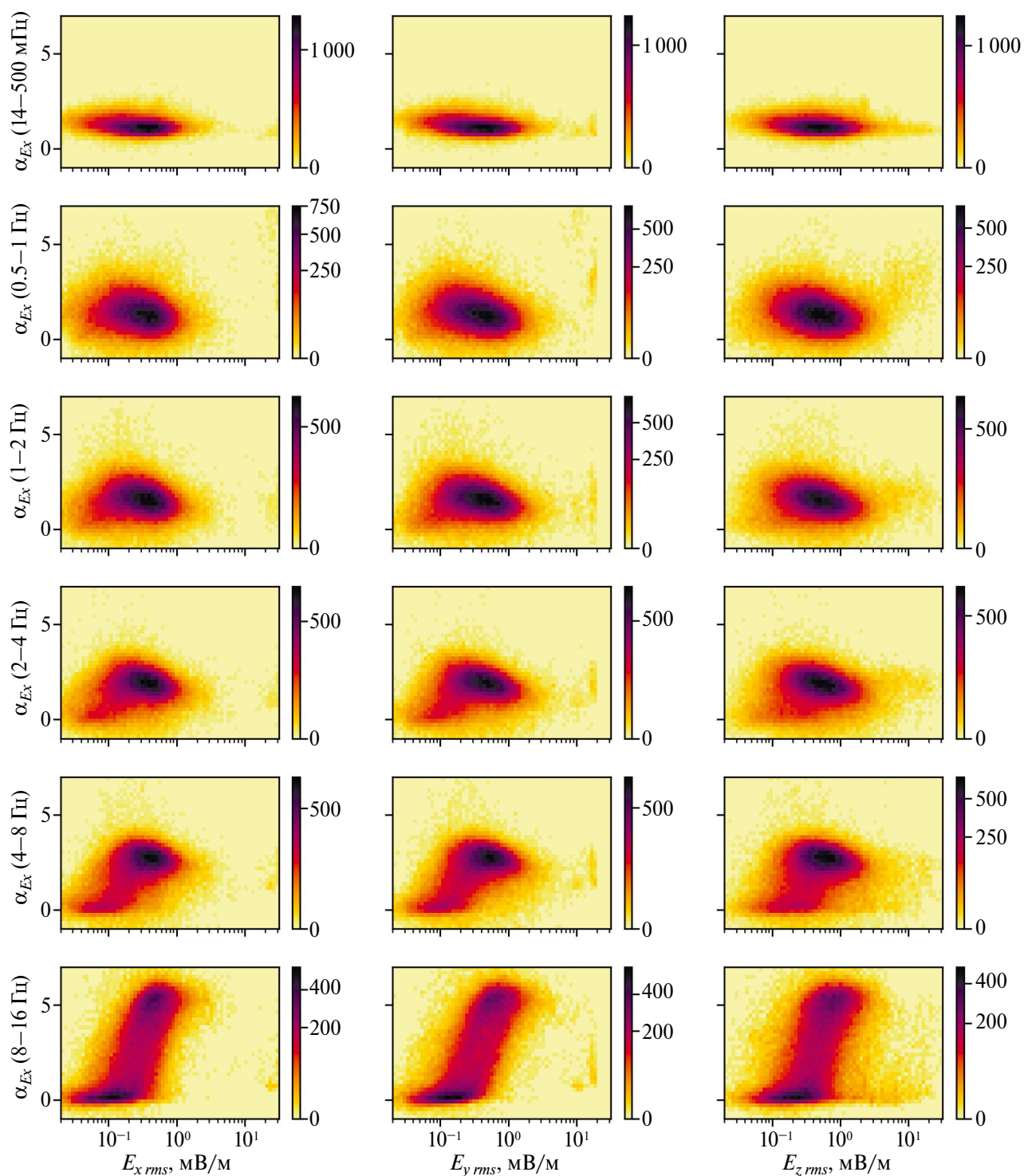


Рис. 5. Двумерные гистограммы зависимости спектральных индексов x-компоненты электрического поля от уровня флуктуаций компонент электрического поля. Цветом показано количество случаев.

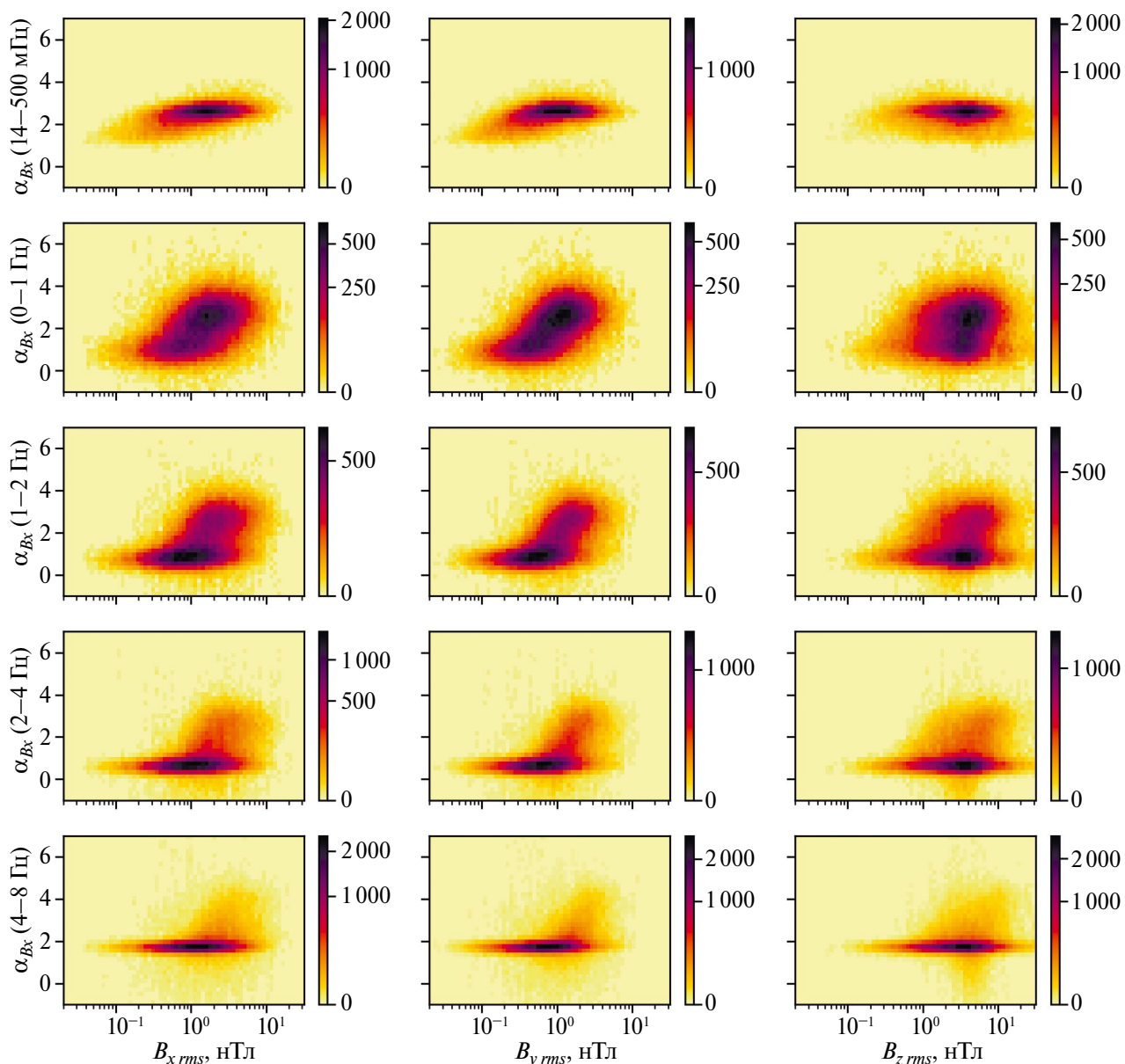


Рис. 6. Двумерные гистограммы зависимости спектральных индексов x -компоненты магнитного поля от уровня флуктуаций компонент магнитного поля. Цветом показано количество случаев.

$\sim 10\%$ массива данных). Во всех рассмотренных интервалах средняя скорость плазмы была мала по сравнению со звуковой и альвеновской, т.е. области быстрых течений (BBF) не рассматривались. Таким образом, для статистического анализа использовались 103414 интервалов.

Анализ рис. 2 и 4 выявил возможность существования зависимости показателей спектров от уровня магнитных флуктуаций. Для проверки данного предположения были построены

зависимости усредненных показателей спектра от усредненных уровней компонент электрического поля и магнитного поля. На рис. 5, 6 показаны двумерные гистограммы спектральных индексов для x -компонент электрического и магнитного поля в зависимости от усредненных по интервалу компонент электрического и магнитного поля. Двумерные гистограммы для других компонент и перекрестные гистограммы содержатся в дополнительном материале. Каждая точка соответствует одному 12-минутному

интервалу. Уровень разброса точек характеризует разброс полученных значений. Как указано выше, близкие к нулю значения показателей спектра не имеют физического значения и соответствуют уровню флуктуаций, не превышающему уровня шумов приборов. В ряде случаев наблюдается тенденция уменьшения наклона спектра с ростом уровня флуктуаций.

ОБСУЖДЕНИЕ

Турбулентность плазменного слоя в хвосте магнитосферы Земли давно регистрируется различными космическими аппаратами, но изучение флуктуаций всех трех компонент электрического поля в широком частотном диапазоне стало возможным только в процессе реализации миссии *MMS*. Амплитуды генерируемых в магнитосфере крупномасштабных электрических полей магнитосферной конвекции на исследуемых геоцентрических расстояниях невелики — ~ 0.1 мВ/м. В работе [8] при анализе в *burst mode* был зарегистрирован всплеск электрического поля в 250 мВ/м и амплитуды флуктуаций электростатической компоненты поля в 50 мВ/м. В описанном выше спокойном интервале 14.VI.2017 наблюдались амплитуды флуктуаций, от 5 до 17 раз превышающие поле утро — вечер, а в событии 15.VII.2018 амплитуды флуктуаций поля на два порядка превышали крупномасштабное поле конвекции утро — вечер. Отсюда следует, что наблюдаемый уровень флуктуаций электрического поля требует модификации традиционных представлений о роли различных процессов, связанных с существованием электрических полей в системе отсчета плазменного слоя.

На приведенных на рис. 2 и 4 спектрах наблюдаются степенные участки на частотах ниже 0.5 Гц. Показатели наклона спектров электрического поля значительно отличаются от показателей наклона магнитного поля. При этом различия между спектрами x -, y - и z -компонент незначительны.

Приведенное исследование подтверждает полученные ранее выводы о формах спектров флуктуаций магнитного поля в плазменном слое магнитосферы Земли и дает новую информацию по флуктуациям электрического поля. Наклон спектра флуктуаций магнитного поля близок к значениям, полученным ранее, — $\alpha \sim 2.5$ [11, 27]. Показатели спектра флуктуаций электрического поля в анализируемом частотном диапазоне близки к значениям, полученным при изучении отдельных событий в *burst mode* в работах [8, 20]. Показатели спектров либо остаются

постоянными с увеличением уровня флуктуаций, либо наблюдается тенденция к уменьшению показателя спектра в данном частотном диапазоне с ростом уровня флуктуаций. Однако полученные статистические результаты свидетельствуют о большом разбросе реальных наклонов спектров.

Настоящее исследование было ограничено областью ($X < -6 R_E$, $|Y| < |X|$, $|Z| < 8 R_E$), в которой ранее в работе [19] по данным миссии *THEMIS* проводился анализ флуктуаций скорости плазмы и определялись коэффициенты вихревой диффузии при ограничениях на концентрацию и температуру ионов плазмы — $n_i > 0.1 \text{ см}^{-3}$, $T_i > 0.5 \text{ кэВ}$, на плазменный параметр — $\beta > 1$. Ограничение $\beta > 1$ позволяло выделить область центрального плазменного слоя, где плотность энергии плазмы превышает плотность энергии магнитного поля и при отсутствии столкновений развиваются различные плазменные неустойчивости. Ограничение на скорость движения плазмы ($< 100 \text{ км/с}$) дало возможность исключить области с повышенным уровнем флуктуаций электрического и магнитного поля, характерных для BBF, и убедиться в том, что регистрируемый *MMS* высокий уровень флуктуаций электрического и магнитного поля характерен для всех исследованных временных интервалов.

Наблюдаемые степенные формы спектров свидетельствуют о действии нелинейных процессов, приводящих к перекачке энергии по спектру турбулентности, характерных при формировании трехмерных турбулентных каскадов (перекачки энергии от больших масштабов к меньшим). В рассматриваемый в данной работе диапазон частот попадают ионно-циклотронная $f_{ci} \sim 0.1$ Гц и нижнегибридная $f_{lh} \sim 10$ Гц частота. Все остальные характерные частоты плазмы существенно выше исследуемого диапазона. Для выделения генерации определенной моды в турбулентной плазме (см., например, обзор [18]) должен быть достаточно надежно выделен пик (*англ. bump*) на спектре. Отсутствие четко выделяемых пиков в нашем исследовании не позволяет отчетливо выделять генерацию отдельных мод. Такое выделение для конкретных случаев становится важной частью исследований различных групп и входит в число приоритетных направлений изучения плазменных процессов в хвосте магнитосферы Земли. При этом определение усредненных характеристик флуктуаций представляется важной составной частью анализа крупномасштабной магнитосферной

динамики. Поэтому необходимо в дальнейшем продолжить исследования флуктуаций спектров в спокойных геомагнитных условиях, особенно в связи с решением проблем формирования плазменного слоя и его устойчивости в зависимости от ориентации ММП и геомагнитной активности, так как, например, при длительной северной ориентации ММП происходит разрушение плазменного слоя, заполнение плазмой плазменного слоя долей хвоста (см. ссылки в обзорах [2, 15]), а в полярной шапке наблюдаются авроральные структуры (дуги в шапке и тета-аврора).

ВЫВОДЫ

Проведенное исследование позволило получить ряд статистических результатов в спокойных условиях вне областей ускоренных потоков плазмы типа BBF.

1. В центральном плазменном слое при значениях плазменного параметра $\beta > 1$ постоянно наблюдаются флуктуации электрического и магнитного поля.

2. Амплитуды флуктуаций электрического поля значительно (как правило, на 1–2 порядка) превышают значения крупномасштабных полей конвекции.

3. Спектры флуктуаций электрического и магнитного поля в центральном плазменном слое при низком уровне флуктуаций имеют степенной характер на частотах ниже 0.5 Гц (что в разы выше ионной гирочастоты, но на порядок ниже всех остальных характерных частот плазмы).

4. Показатели наклонов спектров электрического и магнитного поля на частотах ниже 0.5 Гц существенно различаются: $\alpha_E = 1.3 \pm 0.4$; $\alpha_B = 2.4 \pm 0.4$.

5. Показатели наклонов спектров практически не изменяются при увеличении уровня флуктуаций.

Полученные статистические зависимости и выявленные закономерности можно использовать при моделировании процессов в центральном плазменном слое магнитосферы Земли в спокойных условиях.

Авторы благодарны коллективу проекта *MMS* за возможность использования данных, а также создателям базы данных OMNI (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00076 (<https://rscf.ru/project/23-22-00076/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Angelopoulos V., Mukai T., Kokubun S. Evidence for intermittency in Earth's plasma sheet and implications for self-organized criticality // *Physics of Plasmas*. 1999. V. 6. P. 4161–4168. <https://doi.org/10.1063/1.873681>
2. Antonova E. E., Stepanova M. V. The impact of turbulence on physics of the geomagnetic tail // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. 2021. V. 8. Art. ID. 622570. <https://doi.org/10.3389/fspas.2021.622570>
3. Baker D. N., Riesberg L., Pankratz C. K. et al. Magnetospheric Multiscale Instrument Suite Operations and Data System // *Space Science Reviews*. 2016. V. 199. P. 545–575. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0128-5>
4. Borovsky J. E., Elphic R. C., Funsten H. O. et al. The Earth's plasma sheet as a laboratory for flow turbulence in high- β MHD // *J. Plasma Physics*. 1997. V. 57. Iss. 1. P. 1–34. <https://doi.org/10.1017/S0022377896005259>
5. Borovsky J. E., Funsten H. O. MHD turbulence in the Earth's plasma sheet: Dynamics, dissipation, and driving // *J. Geophysical Research*. 2003. V. 108. Iss. A7. Art. ID. 1284. <https://doi.org/10.1029/2002JA009625>
6. Burch J. L., Moore T. E., Torbert R. B. et al. Magnetospheric Multiscale overview and science objectives // *Space Sci. Rev.* 2016. V. 199. P. 5–21. <https://doi.org/10.1007/s11214-015-0164-9>
7. Chasapis A., Matthaeus W. H., Parashar T. N. et al. High-resolution statistics of solar wind turbulence at kinetic scales using the Magnetospheric Multiscale Mission // *The Astrophysical J. Letters*. 2017. V. 844. Iss. 1. Art. ID. L9. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa7ddd>
8. Ergun R. E., Goodrich K. A., Wilder F. D. et al. Magnetic reconnection, turbulence, and particle acceleration: Observations in the Earth's magnetotail // *Geophysical Research Letters*. 2018. V. 45. Iss. 8. P. 3338–3347. <https://doi.org/10.1002/2018GL076993>
9. Ergun R. E., Usanova M. E., Turner D. L. et al. Bursty bulk flow turbulence as a source of energetic particles to the outer radiation belt // *Geophysical Research Letters*. 2022. V. 49. Iss. 11. Art. ID. e2022GL098113. <https://doi.org/10.1029/2022GL098113>
10. Eastwood J. P., Phan T. D., Bale S. D. et al. Observations of turbulence generated by magnetic reconnection // *Physical Review Letters*. 2009. V. 102.

- Iss. 03. Art. ID. 035001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.035001>
11. *Echim M., Chang T., Kovacs P.* Turbulence and complexity of magnetospheric plasmas // *Magnetospheres in the Solar System*. 1st ed. / ed. R. Maggiolo, N. André, H. Hasegawa, D.T. Welling. John Wiley and Sons, Inc., 2021. Ch. 5. P. 67–91. <https://doi.org/10.1002/9781119815624.ch5>
12. *Khabarova O.V., Malandraki O., Malova H. et al.* Current sheets, plasmoids and flux ropes in the heliosphere. Pt. 1. General and observational aspects: 2-d or not 2-d? // *Space Science Reviews*. 2021. V. 217. Art. ID. 38. <https://doi.org/10.1007/s11214-021-00814-x>
13. *Khotyaintsev Y., Lindqvist P.-A., Nilsson T.* Spin-plane Double Probe instrument/Axial Double Probe instrument (SDP/ADP) Data Products Guide. 2017. https://lasp.colorado.edu/mms/sdc/public/datasets/fields/EDP_Data_Products_Guide_v1.3.pdf
14. *Leinweber H.K., Bromund K.R., Strangeway R.J.* The MMS Fluxgate Magnetometers Science Data Products Guide. 2016. https://lasp.colorado.edu/mms/sdc/public/datasets/fields/FGM_DataProductsGuide2016Apr20.pdf
15. *Овчинников И.Л., Антонова Е.Е.* Турбулентный транспорт магнитосферы Земли: обзор результатов наблюдений и моделирования // *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2017. Т. 57. № 6. С. 706–714. <http://dx.doi.org/10.7868/S0016794017060086> (Ovchinnikov I.L., Antonova E.E. Turbulent transport of the Earth magnetosphere: Review of the results of observations and modeling // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2017. V. 57. Iss.6. P. 655–663. <https://doi.org/10.1134/S0016793217060081>).
16. *Petrukovich A.A., Malakhov D.V.* Variability of magnetic field spectra in the Earth's magnetotail // *Nonlinear Process in Geophysics*. 2009. V. 16. P. 691–698. <https://doi.org/10.5194/npg-16-691-2009>
17. *Pollock C., Moore T., Jacques A. et al.* Fast Plasma Investigation for Magnetospheric Multiscale // *Space Science Reviews*. 2016. V. 199. P. 331–406. <https://doi.org/10.1007/s11214-016-0245-4>
18. *Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G.* Plasma and Magnetic Field Turbulence in the Earth's Magnetosheath at Ion Scales // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. 2021. V. 7. Art. ID. 616635. <https://doi.org/10.3389/fspas.2020.616635>
19. *Stepanova M., Pinto V., Valdivia J.A. et al.* Spatial distribution of the eddy diffusion coefficients in the plasma sheet during quiet time and substorms from THEMIS satellite data // *J. Geophysical Research*. 2011. V. 116. Iss. A5. Art. ID. A00I24. <https://doi.org/10.1029/2010JA015887>
20. *Stawarz J.E., Matteini L., Parashar T.N. et al.* Comparative analysis of the various generalized Ohm's law terms in magnetosheath turbulence as observed by Magnetospheric Multiscale // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2021. V. 126. Iss. 1. Art. ID. e2020JA028447. <https://doi.org/10.1029/2020JA028447>
21. *Taylor G.I.* The spectrum of turbulence // *Proc. Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*. 1938. V. 164. P. 476–490. <https://doi.org/10.1098/rspa.1938.0032>
22. *Torbert R.B., Russell C.T., Magnes W. et al.* The FIELDS Instrument Suite on MMS: Scientific Objectives, Measurements, and Data Products // *Space Science Reviews*. 2016. V. 199. P. 105–135. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0109-8>
23. *Vörös Z., Baumjohann W., Nakamura R. et al.* Magnetic turbulence in the plasma sheet // *J. Geophysical Research*. 2004. V. 109. Iss. A11. Art. ID. 11215. <https://doi.org/10.1029/2004JA010404>
24. *Vörös Z., Baumjohann W., Nakamura R. et al.* Bursty bulk flow driven turbulence in the Earth's plasma sheet // *Space Science Reviews*. 2006. V. 122. P. 301–311. <https://doi.org/10.1007/s11214-006-6987-7>
25. *Weygant J.M., Kivelson M.G., Khurana K.K. et al.* Plasma sheet turbulence observed by Cluster II // *J. Geophysical Research*. 2005. V. 110. Iss. A1. Art. ID. A01205. <https://doi.org/10.1029/2004JA010581>
26. *Yordanova E., Vörös Z., Varsani A. et al.* Electron scale structures and magnetic reconnection signatures in the turbulent magnetosheath // *Geophysical Research Letters*. 2016. V. 43. Iss. 12. P. 5969–5978. <https://doi.org/10.1002/2016GL069191>
27. *Zelenyi L., Artemyev A., Petrukovich A.* Properties of Magnetic Field Fluctuations in the Earth's Magnetotail and Implications for the General Problem of Structure Formation in Hot Plasmas // *Space Science Reviews*. 2015. V. 188. P. 287–310. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0037-7>

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Дополнительный материал суммирует все зависимости спектральных индексов X , Y , Z компонент электрического и магнитного поля от уровня флуктуаций компонент электрического и магнитного полей. Цветом показано количество случаев.

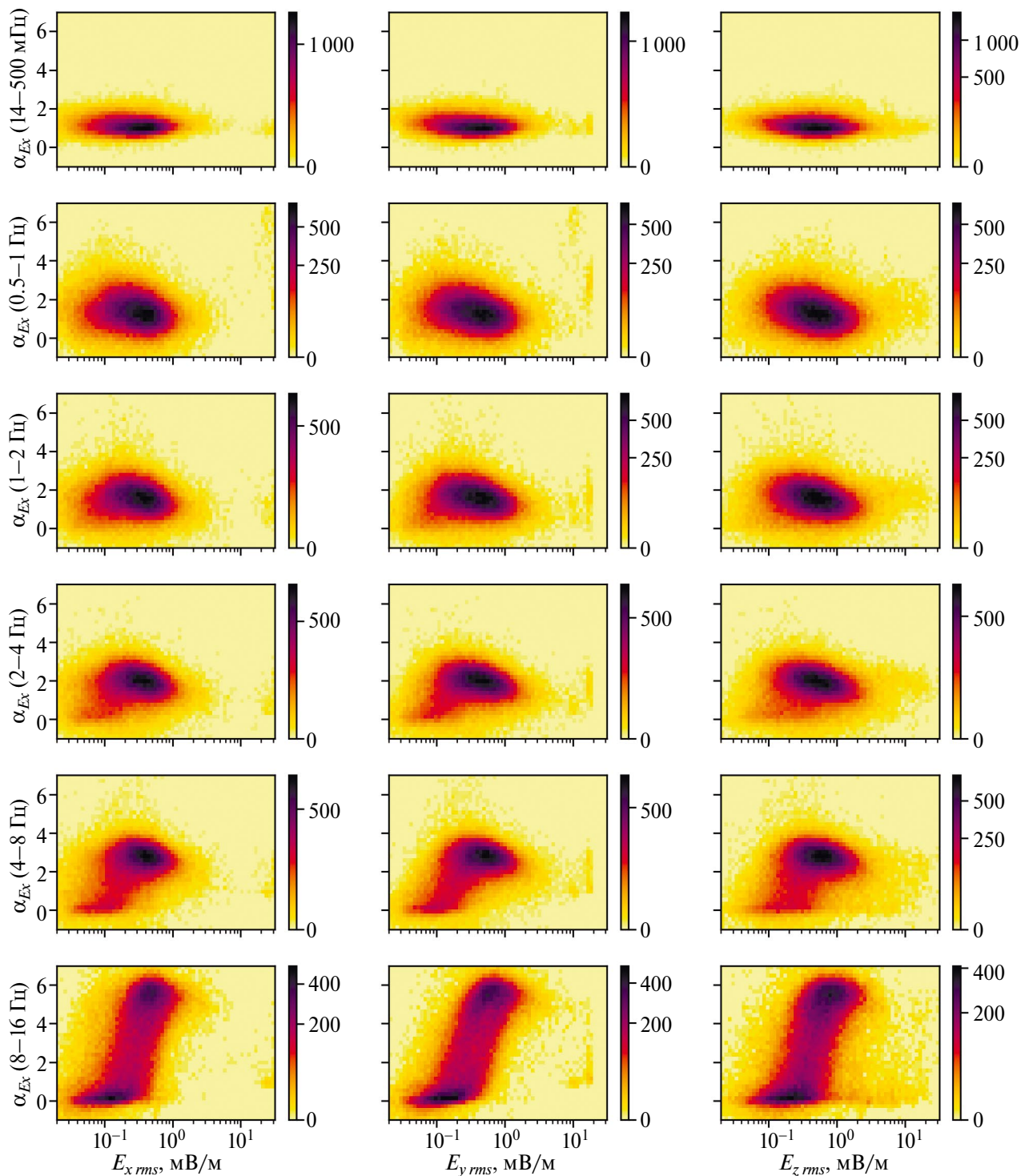


Рис. 1, П1. Двумерные гистограммы зависимости спектральных индексов x -компоненты электрического поля от уровня флуктуаций компонент электрического поля. Цветом показано количество случаев.

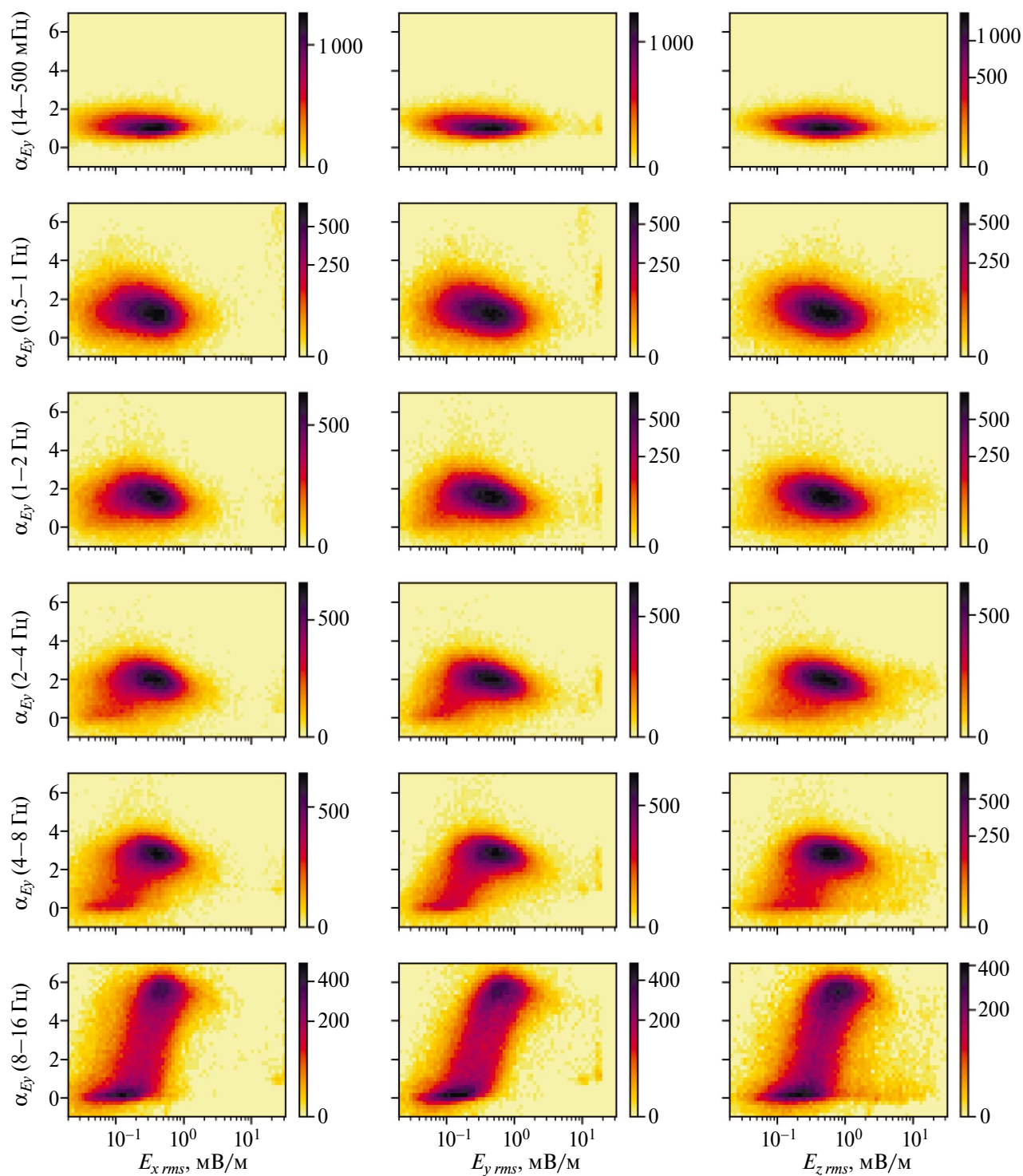


Рис. 2, П1. Двумерные гистограммы зависимости спектральных индексов у-компоненты электрического поля от уровня флуктуаций компонент электрического поля. Цветом показано количество случаев.

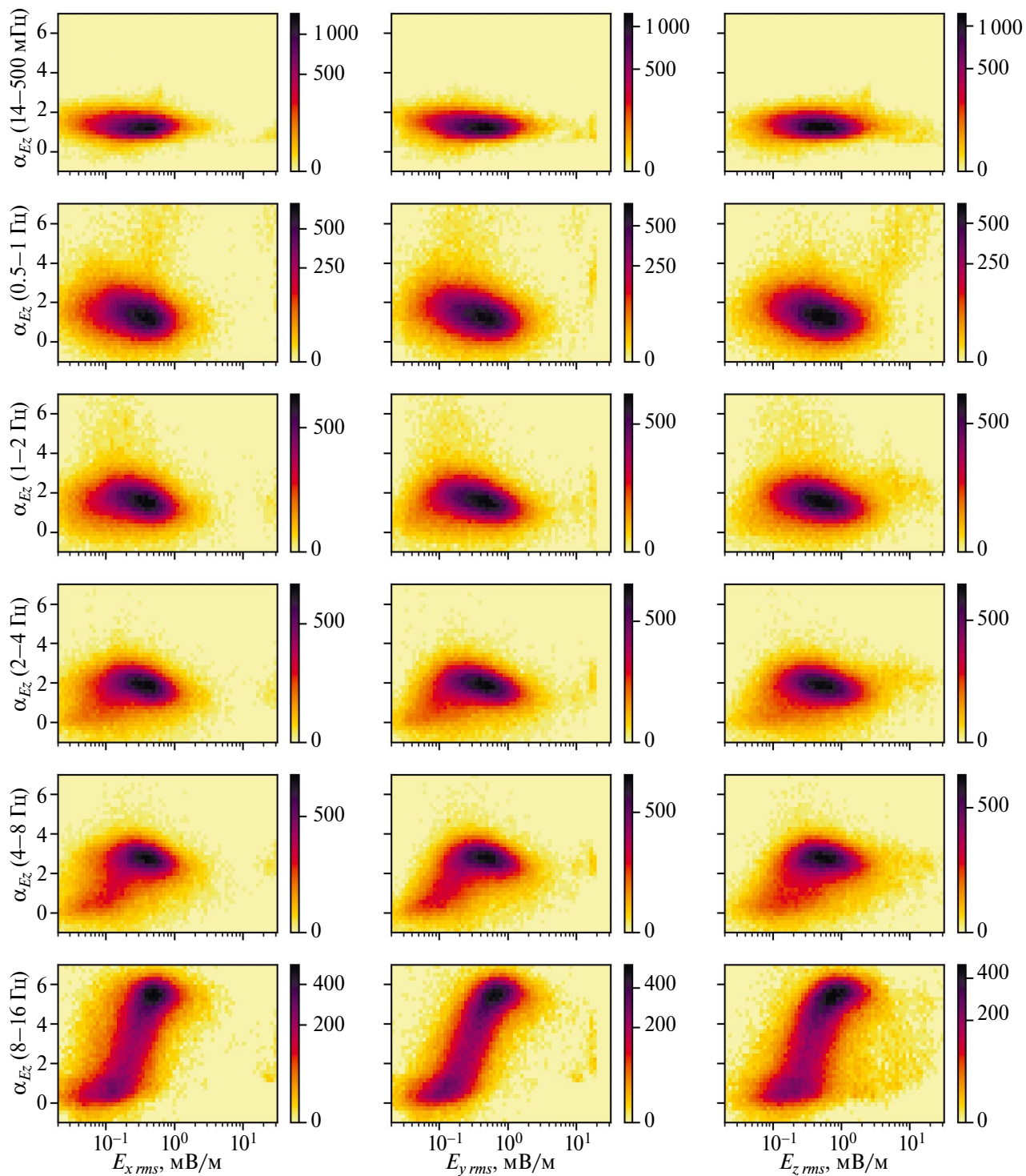


Рис. 3, П1. Двумерные гистограммы зависимости спектральных индексов z -компоненты электрического поля от уровня флуктуаций компонент электрического поля. Цветом показано количество случаев.

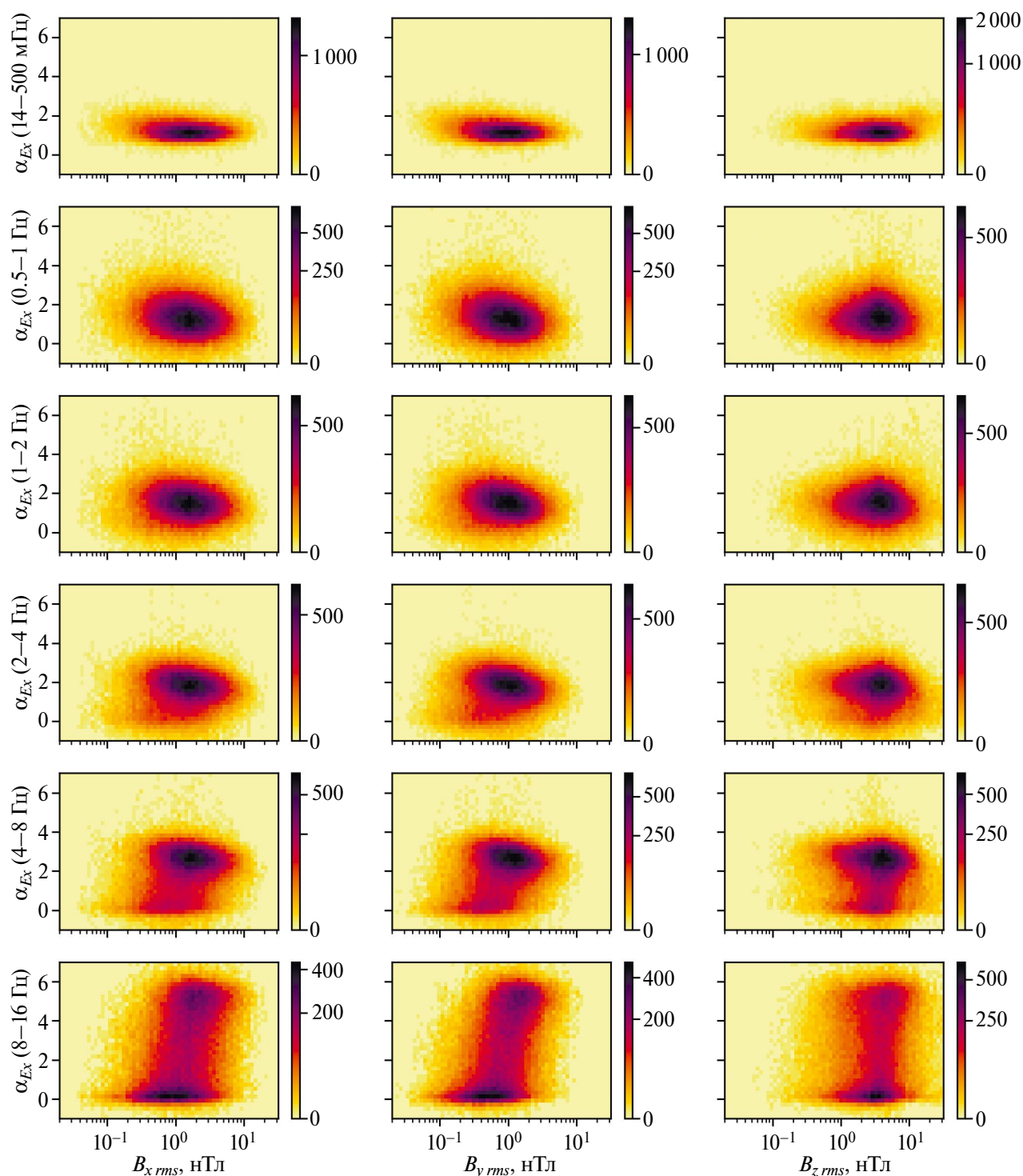


Рис. 4, П1. Двумерные гистограммы зависимости спектральных индексов x -компоненты электрического поля от уровня флуктуаций компонент магнитного поля. Цветом показано количество случаев.

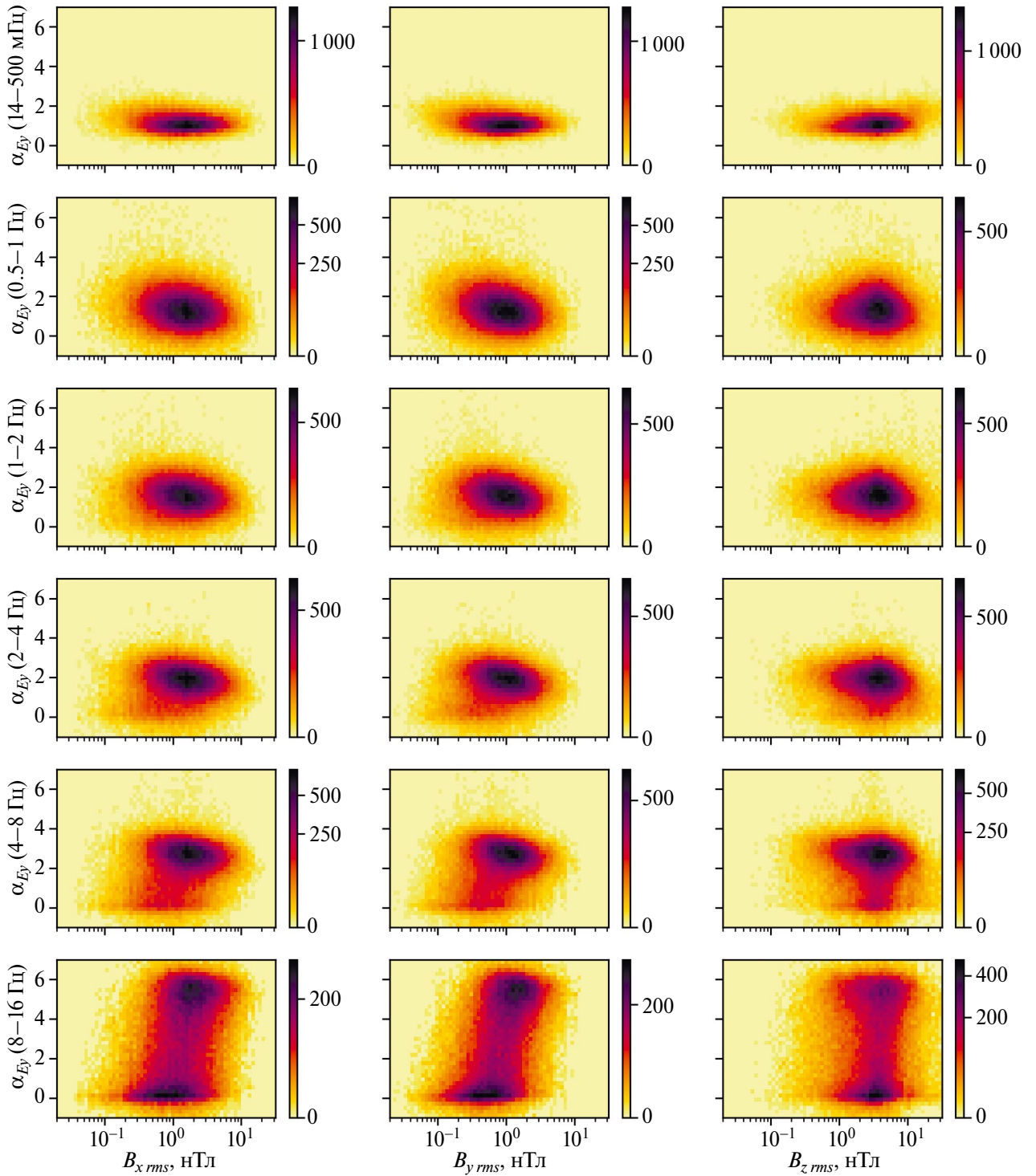


Рис. 5, П1. Двумерные гистограммы зависимости спектральных индексов у-компоненты электрического поля от уровня флуктуаций компонент магнитного поля. Цветом показано количество случаев.

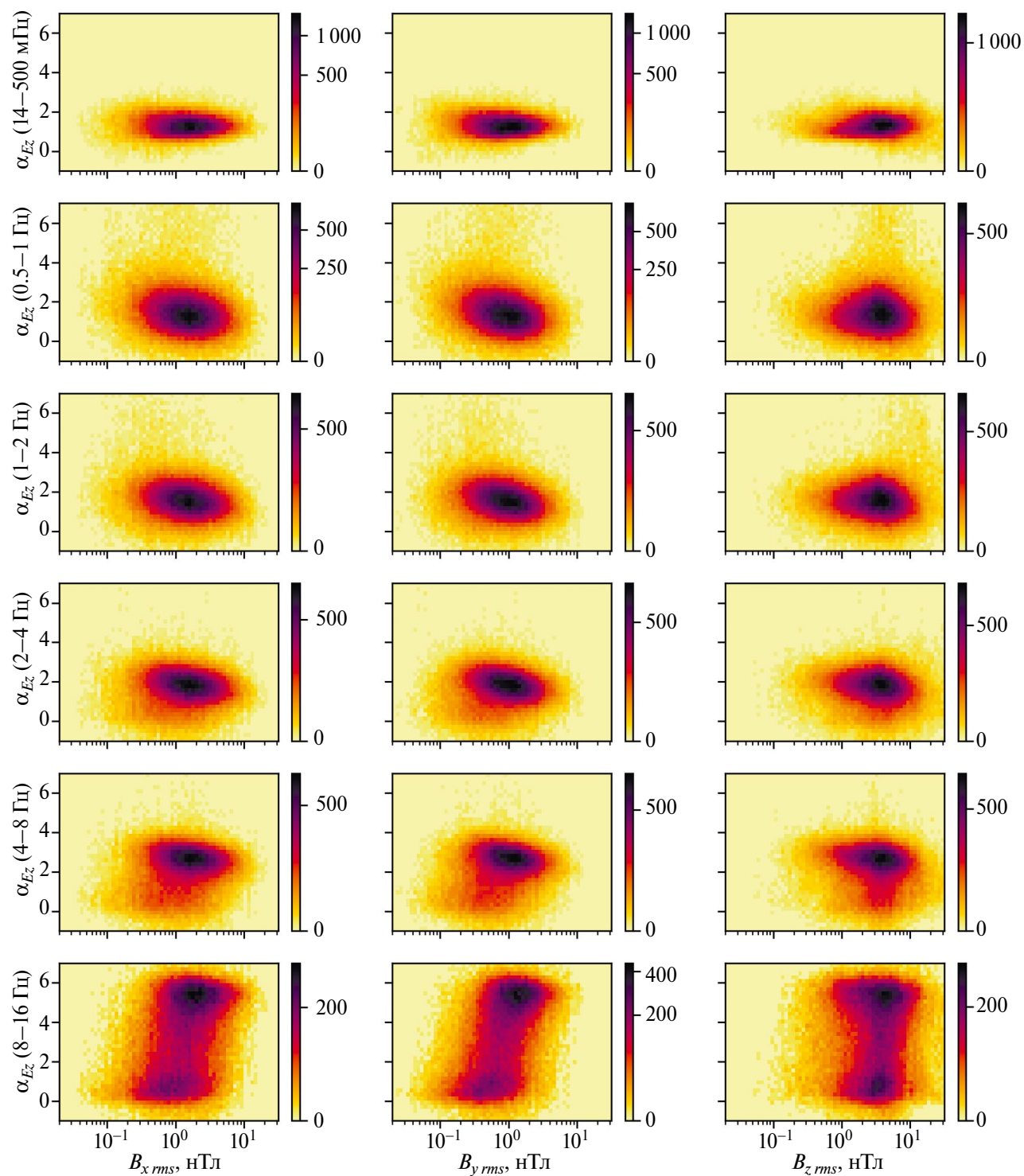


Рис. 6, П1. Двумерные гистограммы зависимости спектральных индексов z -компоненты электрического поля от уровня флуктуаций компонент магнитного поля. Цветом показано количество случаев.

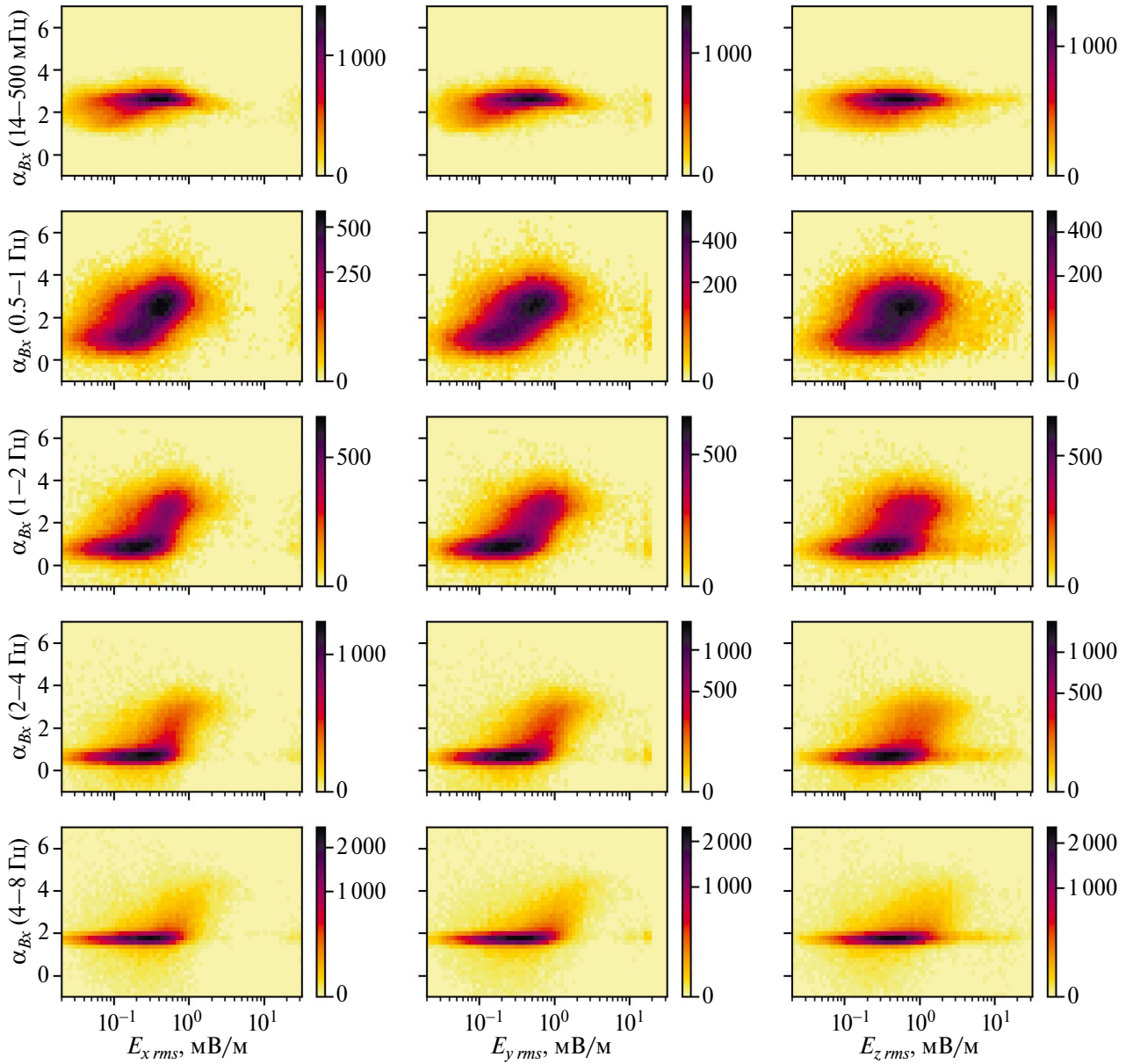


Рис. 7, П1. Двумерные гистограммы зависимости спектральных индексов x -компоненты магнитного поля от уровня флуктуаций компонент электрического поля. Цветом показано количество случаев.

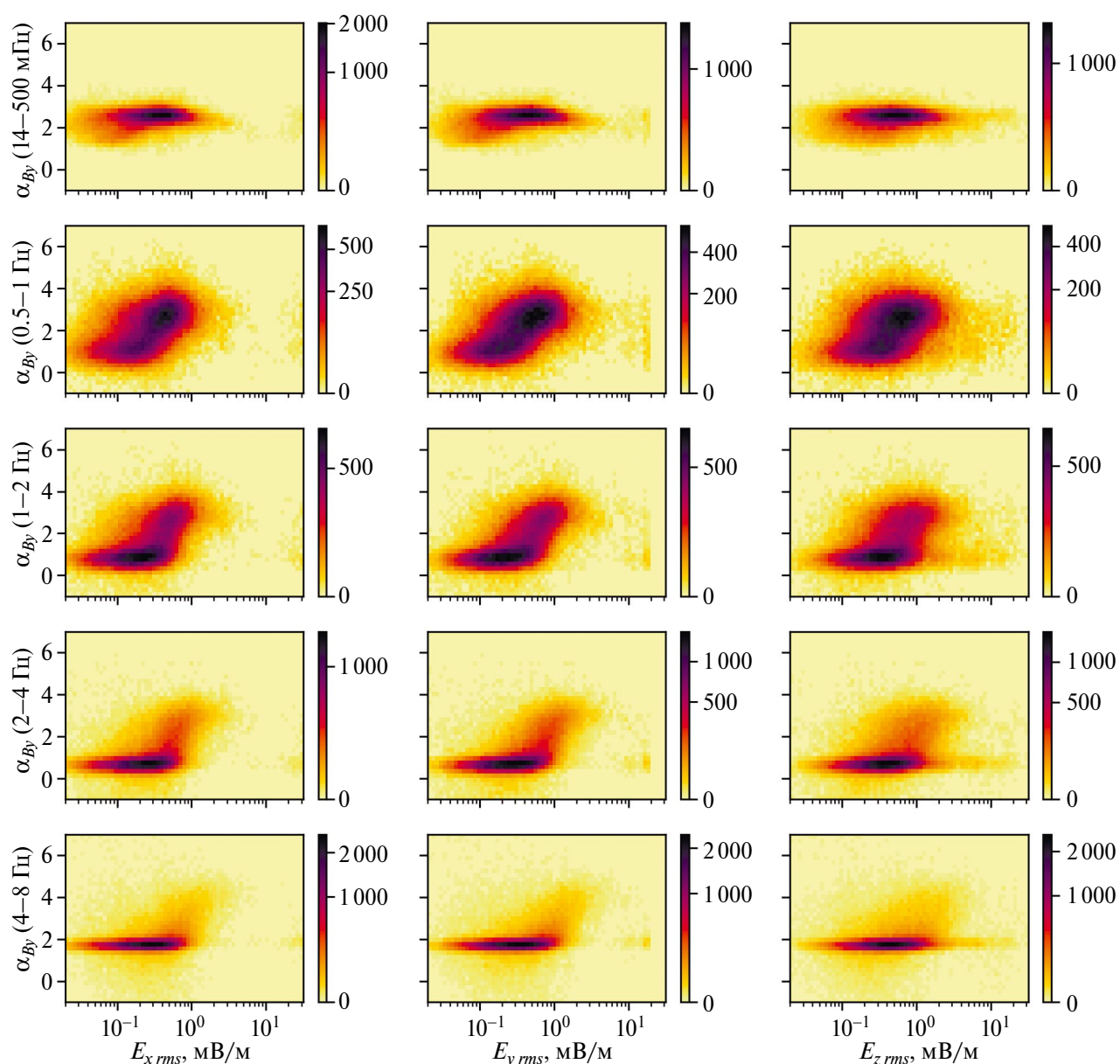


Рис. 8, П1. Двумерные гистограммы зависимости спектральных индексов у-компоненты магнитного поля от уровня флуктуаций компонент электрического поля. Цветом показано количество случаев.

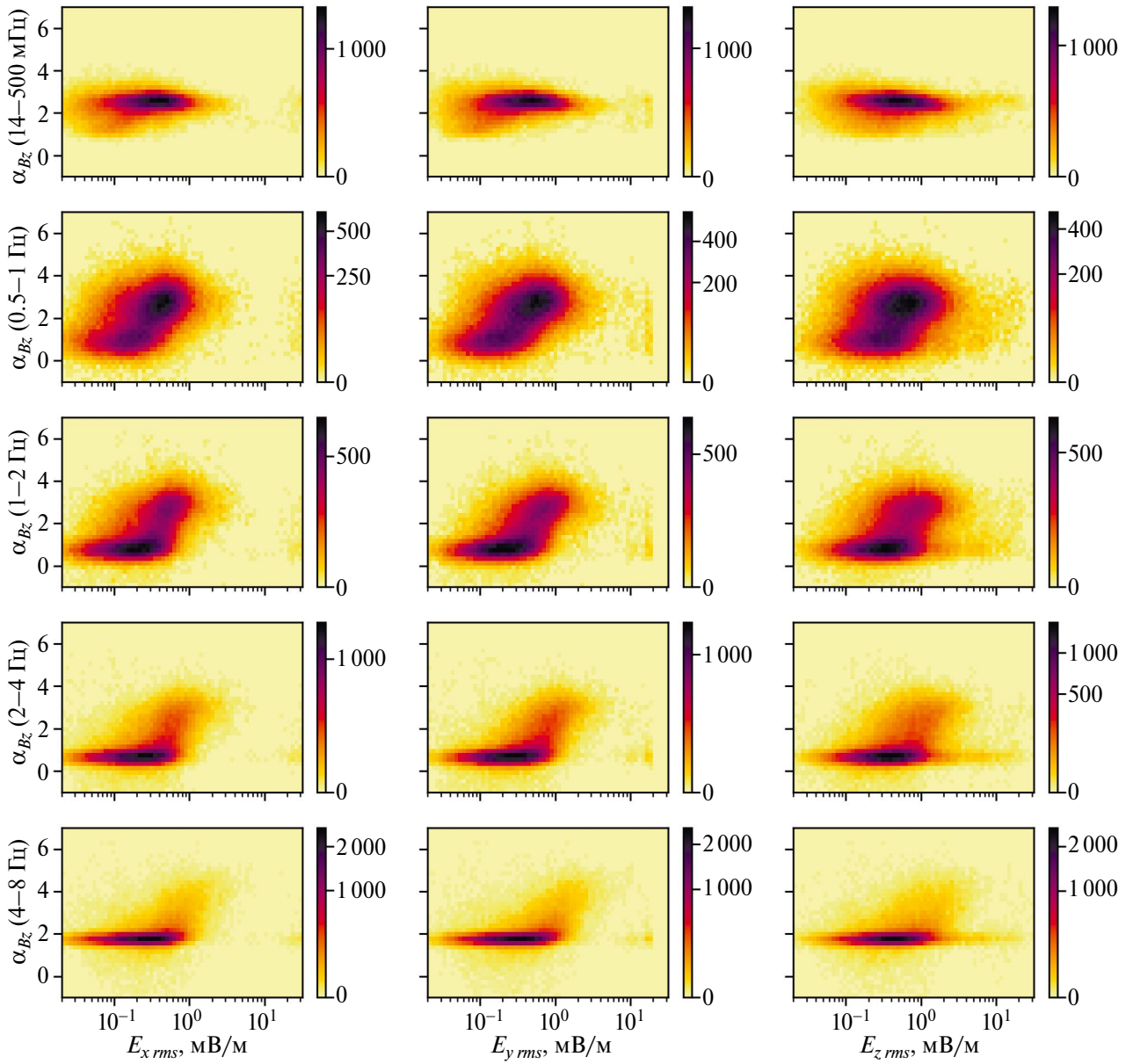


Рис. 9, П1. Двумерные гистограммы зависимости спектральных индексов z -компоненты магнитного поля от уровня флуктуаций компонент электрического поля. Цветом показано количество случаев.

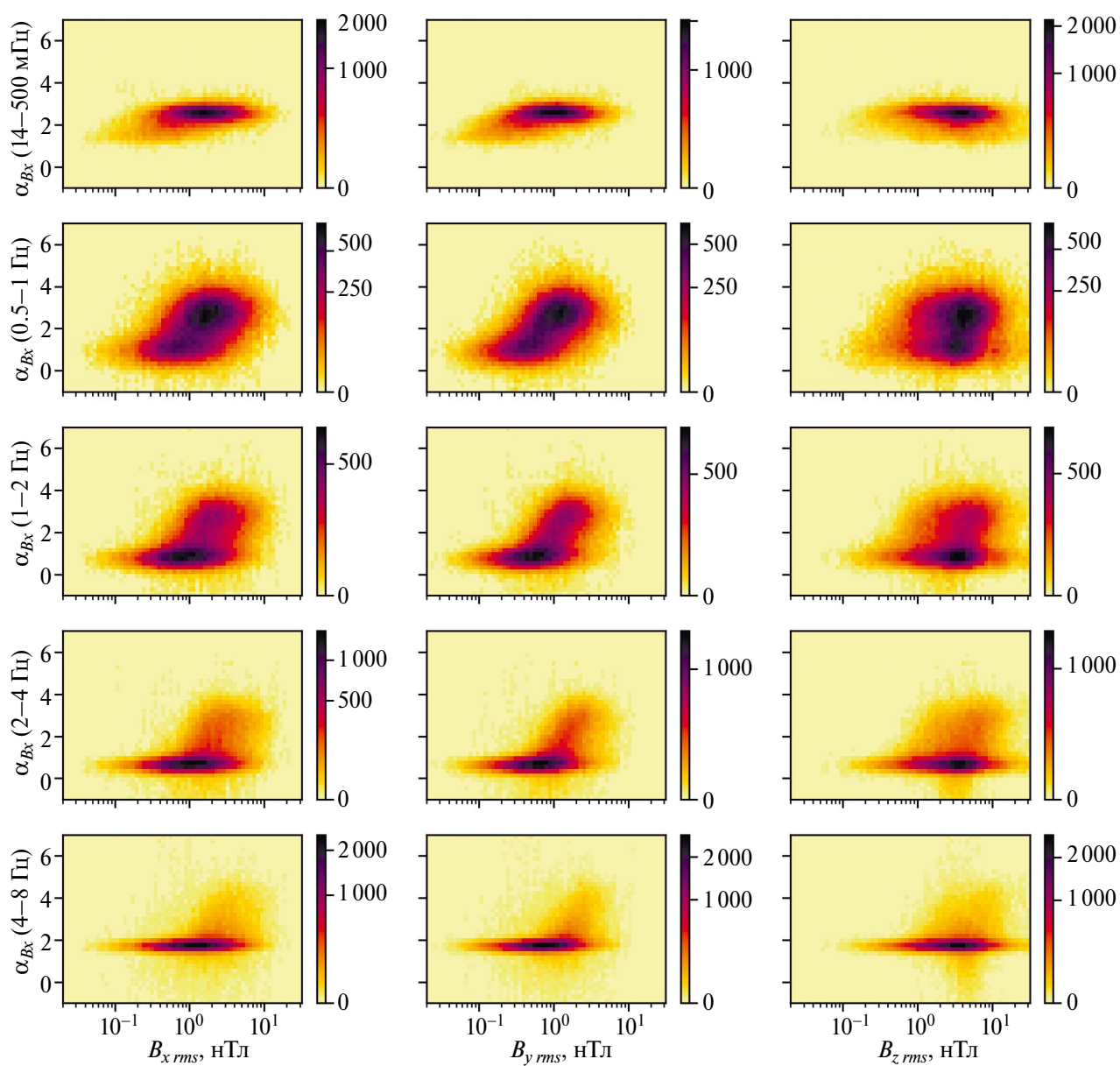


Рис. 10, П1. Двумерные гистограммы зависимости спектральных индексов x -компоненты магнитного поля от уровня флуктуаций компонент магнитного поля. Цветом показано количество случаев.

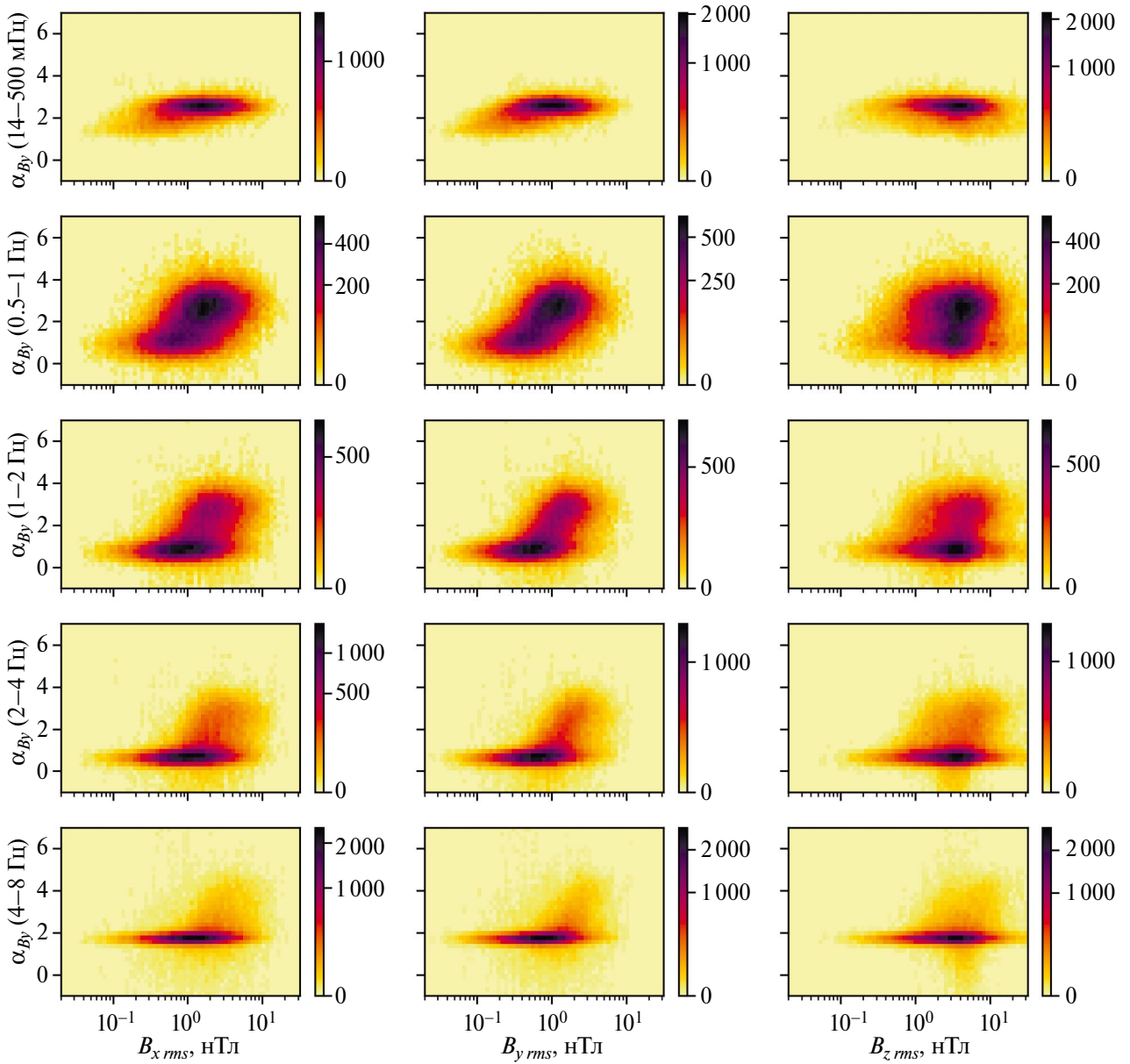


Рис. 11, П1. Двумерные гистограммы зависимости спектральных индексов у-компоненты магнитного поля от уровня флуктуаций компонент магнитного поля. Цветом показано количество случаев.

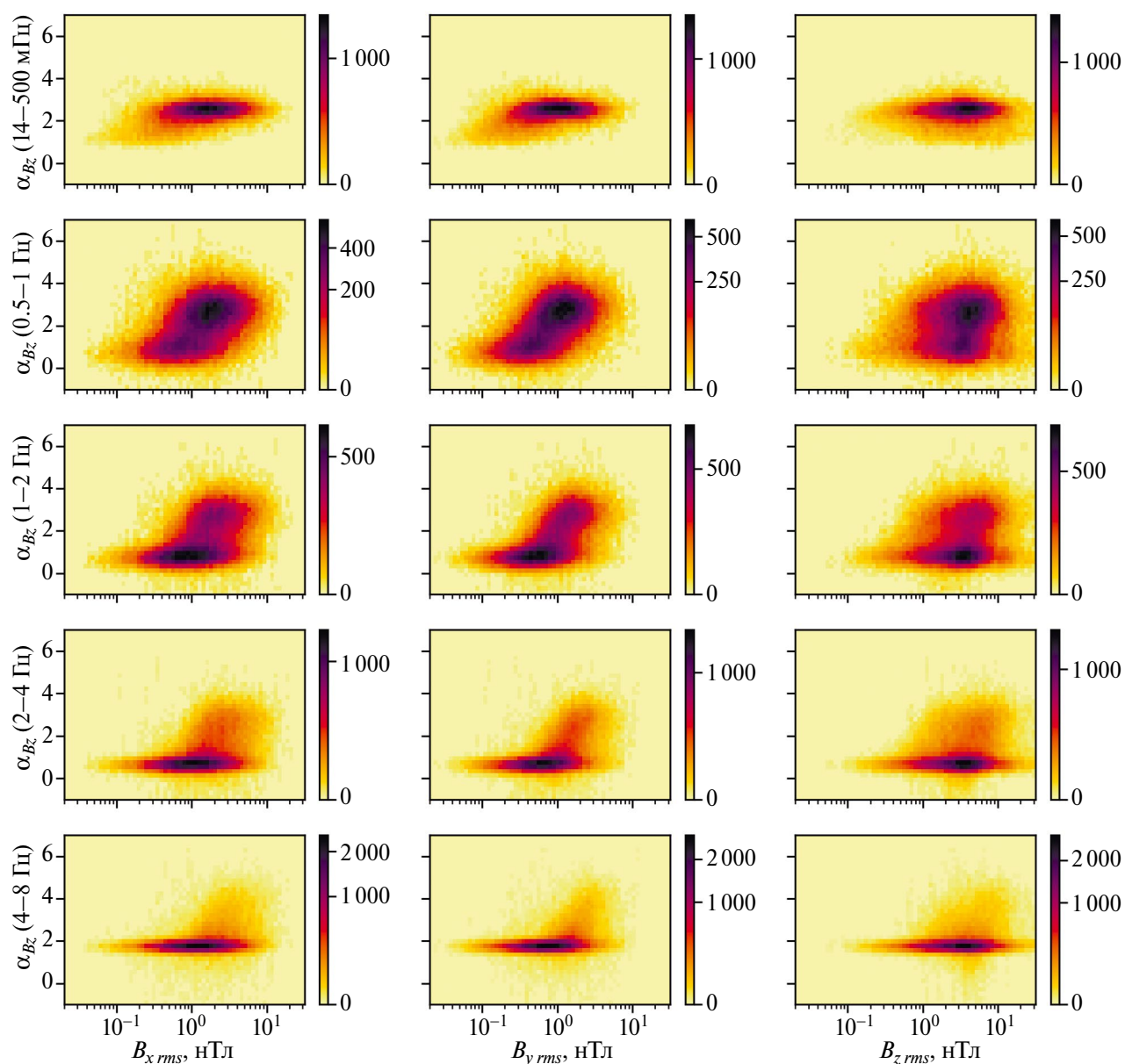


Рис. 12, П1. Двумерные гистограммы зависимости спектральных индексов z -компоненты магнитного поля от уровня флуктуаций компонент магнитного поля. Цветом показано количество случаев.

УДК 520.646

СПЕКТРОМЕТР ЭЛЕКТРОНОВ «ТОТЭМ-Э» ДЛЯ ПРОЕКТА «СТРАННИК»

© 2024 г. Д.А. Моисеенко^{1,*}, А.Ю. Шестаков¹, О.Л. Вайсберг¹, Р.Н. Журавлев¹,
М.В. Митюрин², П.П. Моисеев²

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²ООО «НПП «Астрон-электроника», Орел, Россия

* modaldi@cosmos.ru

Поступила в редакцию 28.04.2023 г.

После доработки 12.05.2023 г.

Принята к публикации 18.05.2023 г.

Описывается принцип функционирования спектрометра электронов «ТОТЭМ-Э», разрабатываемого для комплекса научной аппаратуры «Странник» (КНА-С) проекта «Резонанс-МКА», приводятся аналитические характеристики конструкторско-доводочного образца прибора, полностью соответствующего штатному образцу в части применяемых электронных компонентов и электронно-оптической схемы, описывается процедура функциональных испытаний прибора, приводится описание структуры и принципов функционирования аппаратно-программного комплекса, созданного для испытаний приборов подобного типа. Конструкция прибора «ТОТЭМ-Э» предлагает новый подход к измерениям потока частиц, позволяющий увеличить достоверность и скорость измерений. Особенностью предложенной схемы представляется возможность одномоментного измерения потоков электронов в плоском сечении в пространстве скоростей в диапазоне энергий от E_0 до $6.5E_0$, где E_0 — минимальная регистрируемая прибором энергия частиц. Это достигается использованием двух конических электростатических зеркал, которые отбирают электроны из плоского 360-градусного сечения потока для последующего анализа по энергии и применением координатно-чувствительного детектора для одномоментной регистрации частиц.

DOI: 10.31857/S0023420624010037

ВВЕДЕНИЕ

В рамках космической миссии «Резонанс-МКА» (КНА-С) планируется создание малого космического аппарата, способного проводить комплекс измерений в магнитосфере Земли (<https://www.lasp.space.ru/projects/information-systems/resonance/>). Космический аппарат оснащается научной аппаратурой, позволяющей решать следующие научные задачи:

- изучение взаимодействия волн и частиц во внутренней магнитосфере Земли;
- определение динамических характеристик магнитосферного циклотронного мазера;
- изучение динамики кольцевого тока: его формирования и распада, а также восстановления плазмосферы после геомагнитных возмущений;
- определение роли мелкомасштабных электродинамических структур в глобальной динамике магнитосферной плазмы;

- изучение процессов ускорения частиц в авроральной области магнитосферы;
- исследование свойств источников аврорального километрового радиоизлучения;
- определение физических процессов, определяющих структуру области ускорения в авроральной магнитосфере Земли.

Предполагаемая орбита космического аппарата рассчитывается в том числе с целью изучения мелкомасштабной структуры критических областей магнитосферы, где происходят процессы трансформации энергии. Исследование мелкомасштабных процессов включает несколько характерных задач: определение структуры тонких границ плазменных образований, длин волн и дисперсионных характеристик плазменных волн, тонкой структуры ускорительных процессов в плазме, характеристик многомасштабной турбулентности. Все эти проблемы могут быть сведены к задаче измерений с максимально высоким временным разрешением и/или к задаче определения пространственных

размеров упомянутых объектов, необходимых для определения физических параметров (длина волны, толщина структуры), известных по теоретическим моделям. Такого рода исследование требует многомасштабных/многоточечных измерений параметров плазмы и электромагнитных полей.

Космический аппарат (КА) «Резонанс-МКА» оснащен комплексом научных приборов, позволяющих производить измерения параметров плазмы (это датчики солнечного ветра, ионные энерго-масс-спектрометры, магнитометр и спектрометр электронов), что позволит исследовать процессы, происходящие во внутренней магнитосфере Земли и ее авроральной области, изучать взаимодействия между волнами и частицами на малых масштабах и осуществлять мониторинг крупномасштабных явлений, связанных с геомагнитной активностью.

В настоящей статье приводится описание параметров и принципов функционирования прибора, предназначенного для измерения электронной компоненты надтепловой плазмы — спектрометра электронов «ТОТЭМ-Э».

НАУЧНЫЕ ЗАДАЧИ ПРИБОРА

Планируется, что КА «Резонанс-МКА» будет запущен на околоземную орбиту с высотой апогея 27 500 км, высотой перигея 1000 км и наклоном 63.4°. Такие параметры орбиты позволят проводить измерения электронной компоненты магнитосферной плазмы вдоль магнитных силовых линий, находясь внутри магнитосферных трубок достаточно долгое время. Быстрое измерение функции распределения электронов позволит исследовать процессы наполнения магнитосферных трубок плазмой в ходе естественных и активных процессов в магнитосфере. При этом существующая гиротропия значительно упрощает наблюдения плазмы в замкнутых силовых трубках, позволяя измерять распределение заряженных частиц только в полуплоскости, т.е. по питч-углам, что также способствует увеличению скорости измерения.

Учитывая параметры орбиты КА, наибольший интерес могут представлять измерения частиц в авроральных зонах. Исследования авроральной области магнитосферы на высотах одного-двух земных радиусов и выше ранее проводились различными спутниками, в том числе *S3-3*, *DE-1*, *Viking*, *FAST* и «*Интербол-2*». Одним из наиболее интересных результатов этих исследований было определение местоположения области ускорения. На основе полученных данных были сделаны выводы, что область ускорения находится на высотах одного — трех

земных радиусов. Анализ функции распределения электронов и ионов показывает, что на этих высотах направленное вверх электрическое поле ускоряет нисходящие электроны и восходящие ионы [1]. В работе [2] сообщается об измерении значительного по амплитуде квазистатического продольного электрического поля, существование которого интерпретируется в терминах крупномасштабных ускоряющих структур, а мелкомасштабные электростатические структуры, солитоны и двойные слои обсуждаются в работах [3, 4]. Большинство измерений волн и мелкомасштабных структур интерпретировались как электростатические, но в ряде случаев делаются выводы о существовании в авроральной области электромагнитных волн, которые могут возникнуть в результате взаимодействия волн и частиц [5, 6]. Исследования на спутниках *S3-3* и *Viking* в области низких частот носили ограниченный характер из-за отсутствия измерений или ограничений по чувствительности магнитных датчиков в диапазоне частот 0.1–10 Гц. Например, на спутнике *Viking* использовалась индукционная антенна, предназначенная в первую очередь для измерений на десятках килогерц.

Из теоретических работ [7, 8] известно, что электромагнитные волны с ограниченным продольным электрическим полем, так называемые кинетические альвеновские волны, могут генерироваться в авроральной области [9] и вносить вклад как в продольное, так и поперечное ускорение заряженных частиц. Подтверждение теоретических моделей связано с экспериментальными трудностями, поскольку необходимы долговременные однородные измерения в точках, разнесенных вдоль силовой линии магнитного поля. Частично такая возможность будет реализована в рамках проекта «Резонанс-МКА» в ходе выполнения серии быстрых измерений функций распределения частиц в различных областях силовых трубок.

Существенным элементом динамики плазмы выступают электроны и ионы, энергия которых в несколько раз выше температуры плазмы. Такие частицы появляются в результате ускорения в динамичных электромагнитных полях. Из-за высокой энергии эти частицы могут уходить на большие расстояния от места ускорения и становятся очень удобным «инструментом» и индикатором для изучения процессов конверсии энергии. В астрофизике проблема ускорения частиц космических лучей представляется одной из центральных. В этом смысле околоземное пространство — уникальный объект, в котором могут быть исследованы непосредственно, «изнутри» многие физические процессы ускорения частиц, взаимодействие волн

и частиц, определяющее динамику и излучение в удаленной плазме астрофизических объектов.

Как правило, предполагаются стохастические механизмы ускорения, в которых наблюдаемая энергия набирается в ходе случайных многократных единичных актов взаимодействия, в каждом из которых частице передается небольшая энергия. При этом формируются так называемые степенные спектры частиц по энергии, в которых интенсивность потоков частиц снижается по степенному закону при повышении энергии без каких-либо локальных особенностей спектра, за исключением, возможно, степени наклона. К числу таких механизмов относится, например, ускорение при многократном отражении от ударных волн, ускорение при взаимодействии с турбулентностью и пр. Отдельно рассматриваются процессы вспышечного ускорения, характерные для эпизодов взрывного выделения энергии, однако их закономерности известны хуже.

Современные исследования энергичных частиц, в том числе предшественником предлагаемого эксперимента прибором ДОК-2 на спутнике «Интербол», позволили выявить новый распространенный класс космических ускорительных явлений, носящих импульсный (транзистентный) характер (длительностью до 1–2 мин) и образующих квазимоноэнергетические пучки ускоренных ионов. Такие явления происходят при деформации и перестройке структуры на околоземной ударной волне [10–12], а также при вспышечном пересоединении (кипении) в хвосте магнитосферы [13]. Эти процессы ускорения гораздо более эффективны, чем стохастические, и могут давать доминирующий вклад в общий нагрев и ускорение плазмы [14]. В ходе эксперимента «Интербол» были

установлены места таких явлений, причины их появления, определен общий энергетический состав. Однако не удалось полностью исследовать, например, структуру электромагнитных полей в зоне ускорения, что в первую очередь было связано с малым временным разрешением эксперимента ДОК-2 в разреженной плазме внешней магнитосферы. Поэтому проведение эксперимента по изучению ускорения частиц во внешней магнитосфере Земли с одновременным высоким разрешением по энергии и по времени и в комплексе с измерениями других параметров плазмы представляется по-прежнему актуальным.

СТРУКТУРА ПРИБОРА «ТОТЭМ-Э»

Прибор «ТОТЭМ-Э» представляет собой спектрометр электронов, позволяющий разделять отрицательно заряженные частицы по соотношению E/Q с использованием электростатического метода анализа. Внешний вид прибора и его сечение, демонстрирующее внутреннее строение, приведены на рис. 1.

Устройство представляет собой моноблок, который условно можно разделить на два модуля: модуль электронной оптики и модуль электроники. Основные элементы модуля электронной оптики – конические электростатические зеркала М1, М2, центральная диафрагма и корректирующий электрод. В состав модуля электроники прибора входят электронные платы интерфейса информационного обмена, аналого-цифровых и цифро-аналоговых преобразователей (АЦП/ЦАП), высоковольтные источники питания и координатно-чувствительный детектор (КЧД) на основе микроканальных пластин (МКП).

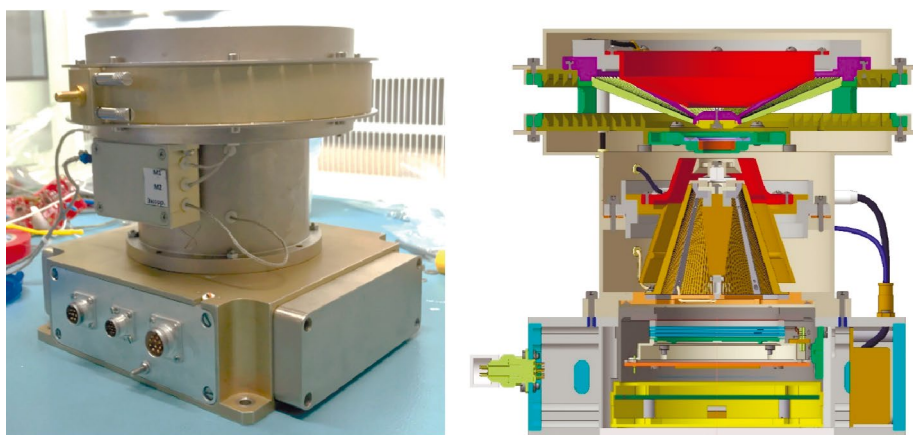


Рис. 1. Внешний вид прибора «ТОТЭМ-Э» и сечение, демонстрирующее его внутреннее строение.

МОДУЛЬ ЭЛЕКТРОННОЙ ОПТИКИ

Внутренняя структура модуля электронной оптики и траектории движения частиц различных энергий, полученные при моделировании параметров работы электронной оптики прибора в программе *SIMION*, приведены на рис. 2.

Принцип работы электронно-оптической схемы прибора следующий: поток частиц попадает во входное окно прибора и проходит через коллиматор (1), после чего отражается на зеркале M1 (2) и, пройдя через центральную диафрагму (3), попадает на зеркало M2 (4). На зеркале M2 (4) происходит повторное отражение частиц, после чего они попадают на координатно-чувствительный детектор (5) на основе микроканальных пластин, расположенный в модуле электроники прибора. При этом частицы с большими энергиями попадают на области детектора с большим удалением от центра, частицы с меньшими энергиями регистрируются ближе к центру детектора, а за определение направления прилета частицы в прибор отвечает сектор детектора, в котором была зарегистрирована частица. Корректирующий электрод (6) служит для корректировки траекторий частиц с малыми энергиями $E_0 \leq 500$ эВ.

Поле зрения прибора составляет $360 \times 5^\circ$, за исключением затенений опорами конструкции модуля электронной оптики. Разработанная электронно-оптическая схема позволяет проводить одномоментную регистрацию электронов в диапазоне энергий от E_0 до $5E_0$, где E_0 – минимальная энергия регистрируемых частиц, задаваемая потенциалом на зеркалах. Эта особенность прибора позволяет осуществлять быструю регистрацию энергетического спектра частиц в широком диапазоне энергий.

МОДУЛЬ ЭЛЕКТРОНИКИ

Модуль электроники прибора «ТОТЭМ-Э» включает в себя детектор на основе микроканальных пластин, электронные платы с модулями АЦП/ЦАП, высоковольтные источники питания, необходимые для подачи потенциалов на элементы электронной оптики и детектор, плату управления и плату интерфейсов. Структурная схема модуля электроники приведена на рис. 3.

КООРДИНАТНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР

Для регистрации частиц, прошедших через электронно-оптическую схему прибора, используется координатно-чувствительный детектор на

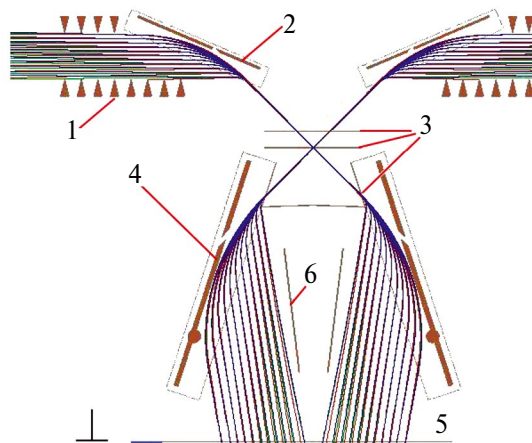


Рис. 2. Моделирование прохождения частиц через электронно-оптическую схему прибора «ТОТЭМ-Э» в программе *SIMION*: 1 – коллиматор; 2 – электростатическое зеркало M1; 3 – центральная диафрагма; 4 – электростатическое зеркало M2; 5 – плоскость детектора; 6 – корректирующий электрод.

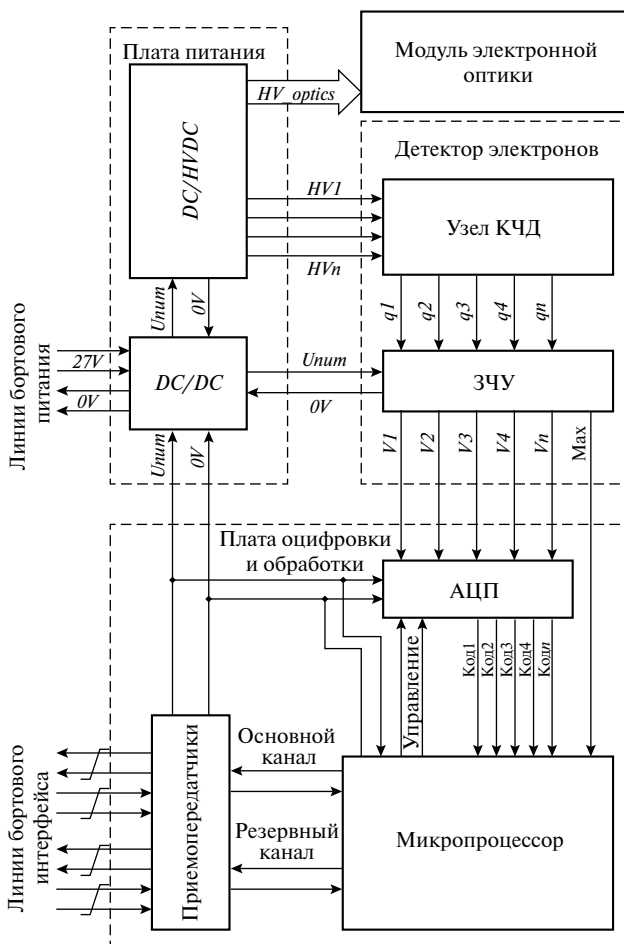


Рис. 3. Структурная схема модуля электроники «ТОТЭМ-Э».

основе шевронной сборки из трех микроканальных пластин МКП 56-15 производства Владикавказского технологического центра «Баспик». Для определения координаты прихода частицы на детектор применяется детектор типа клинья-полосы [15]. Конструкция детектора аналогична КЧД, предназначенному для использования в приборе «АРИЕС-Л» [16], за исключением организации питания детектора: для регистрации отрицательно заряженных частиц вход сборки МКП заземлен, а выход и анод находятся под положительным потенциалом относительно корпуса прибора. Структура детектора и внешний вид анода приведены на рис. 4.

Использование новой системы зарядочувствительных усилителей (ЗЧУ) и АЦП позволило обеспечить максимальную скорость счета, обрабатываемую детектором, без потери данных на уровне $\sim 3 \cdot 10^5$ событий в секунду. Такое быстродействие детектора позволяет реализовать преимущества модуля электронной оптики в части одномоментной регистрации частиц с широким диапазоном энергий.

Одними из важных характеристик КЧД, от которых зависят аналитические свойства всего прибора, считаются равномерность регистрации частиц в зависимости от координаты и точность определения координаты прилета частицы. Для

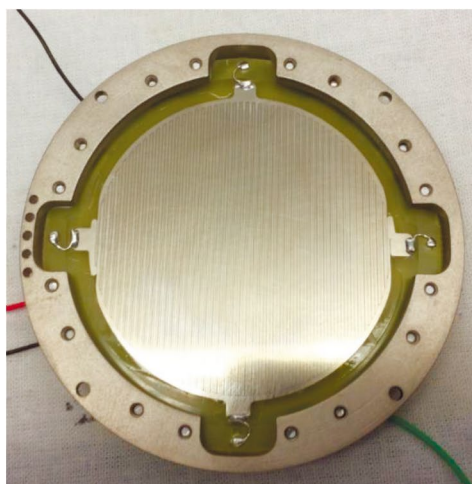
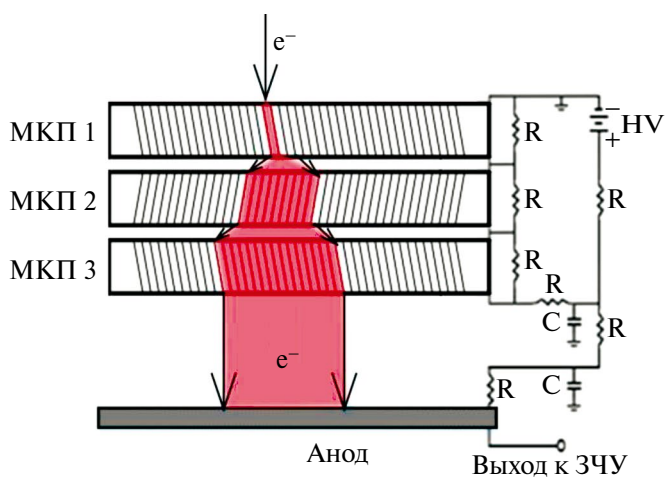


Рис. 4. Структура координатно-чувствительного детектора и фотография анода клинья-полосы, применяемого в детекторе.

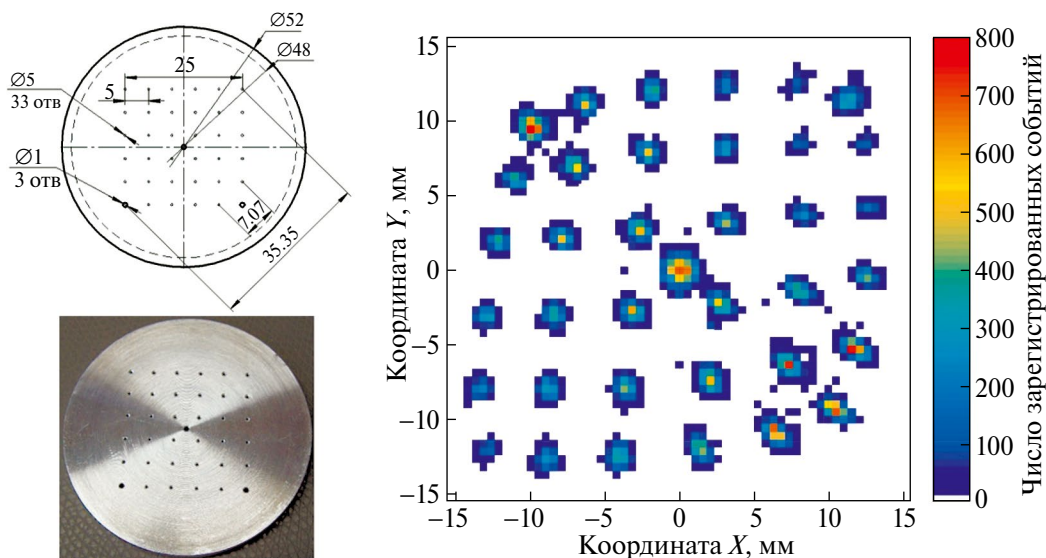


Рис. 5. Структура диафрагмы, использованной для определения пространственного разрешения детектора и распределения частиц по поверхности детектора.

определения этих параметров на входное окно КЧД устанавливалась специально разработанная диафрагма, представляющая собой совокупность отверстий диаметром 0.5 и 1 мм, после чего осуществлялось облучение детектора потоком электронов с энергиями от 1 кэВ, фиксировался счет детектора и координаты регистрируемых частиц. Структура диафрагмы, а также распределение частиц по поверхности детектора, полученное в результате этого эксперимента, приведены на рис. 5.

Проведенные испытания показали высокую точность при определении координаты прилета частицы на детектор (~ 0.5 мм) и хорошую равномерность при регистрации частиц в различных областях детектора. Наблюдаемые на рис. 5 неоднородности связаны с геометрическими особенностями применяемого анода и прокладкой кабелей к ЗЧУ и не оказывают влияния на аналитические характеристики прибора. Искажения изображения, вызванные особенностями детектора, будут приняты в расчет при разработке программного обеспечения для восстановления функции распределения частиц на основе результатов функциональных испытаний и калибровок.

ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ УПРАВЛЕНИЯ ПРИБОРОМ

Для спектрометра электронов «ТОТЭМ-Э» предусмотрено два режима работы: режим ожидания и режим измерения. В режим ожидания прибор переходит после коммутации питания. При этом функционирует только низковольтная часть прибора, формируются данные телеметрии, включая показания с датчиков температуры, расположенных в блоках электроники и на модуле электронной оптики.

Контроль температуры блоков электроники очень важен для корректной работы прибора, поскольку и высоковольтные источники питания, и детектор имеют ограниченный диапазон рабочей температуры. Поэтому в программное обеспечение прибора заложено аварийное отключение вторичных источников питания в случае, если показания термодатчиков выходят за границы допустимой температуры.

В режим измерения прибор переключается при подаче соответствующей команды со стороны блока управления космического аппарата или контрольно-испытательной аппаратуры. При этом становится возможным установка высоковольтного потенциала на детекторе и элементах электронной оптики. При включении режима измерения сначала происходит процесс

инициализации прибора — плавно повышается потенциал, подаваемый на МКП-детектор, поскольку скачкообразное повышение может привести к необратимому повреждению микроканальных пластин. После процедуры инициализации прибор готов к регистрации энергетического спектра частиц.

Для регистрации энергетического спектра частиц на элементы электронной оптики прибора подается потенциал, необходимый для регистрации частиц выбранного диапазона энергий. Значения потенциалов для различных диапазонов энергий хранятся в памяти прибора в виде рабочих таблиц. Память прибора позволяет хранить до 125 таблиц размером 128 ячеек. Каждая ячейка соответствует регистрируемому диапазону энергий и называется энергетической ступенькой. Вызов рабочей таблицы осуществляется подачей соответствующей команды. Этой же командой определяется время нахождения прибора на каждой ступеньке, номер начальной и конечной ступеньки, число повторений проходов по таблице.

Для снижения нагрузки на канал информационного обмена и уменьшения объемов передаваемой научной информации предусмотрен лимит для записи данных о координате прилета частицы на детектор на каждой энергетической ступеньке. Этот лимит может составлять 1000/2000/4000 частиц в зависимости от настроек прибора.

АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ЛАБОРАТОРНЫХ ИСПЫТАНИЙ ПРИБОРА

Для наземных испытаний образцов прибора «ТОТЭМ-Э» создано рабочее место, включающее в себя вакуумную камеру с безмасляной системой откачки, оснащенную источником электронов, систему сбора и обработки информации, низковольтные и высоковольтные лабораторные источники питания, жидкостной криотермостат. Внутри вакуумной камеры расположена термоплита, предназначенная для размещения образцов прибора. Термоплита также оборудована манипулятором, обеспечивающим вращение прибора вокруг своей оси на 360° . Рабочее место аттестовано не только для проведения функциональных испытаний и физических калибровок образцов приборов, создаваемых для КНА-С, но и для проведения их термовакуумных испытаний в диапазоне температуры от -70 до $+70^\circ\text{C}$. Структура рабочего места показана на рис. 6.

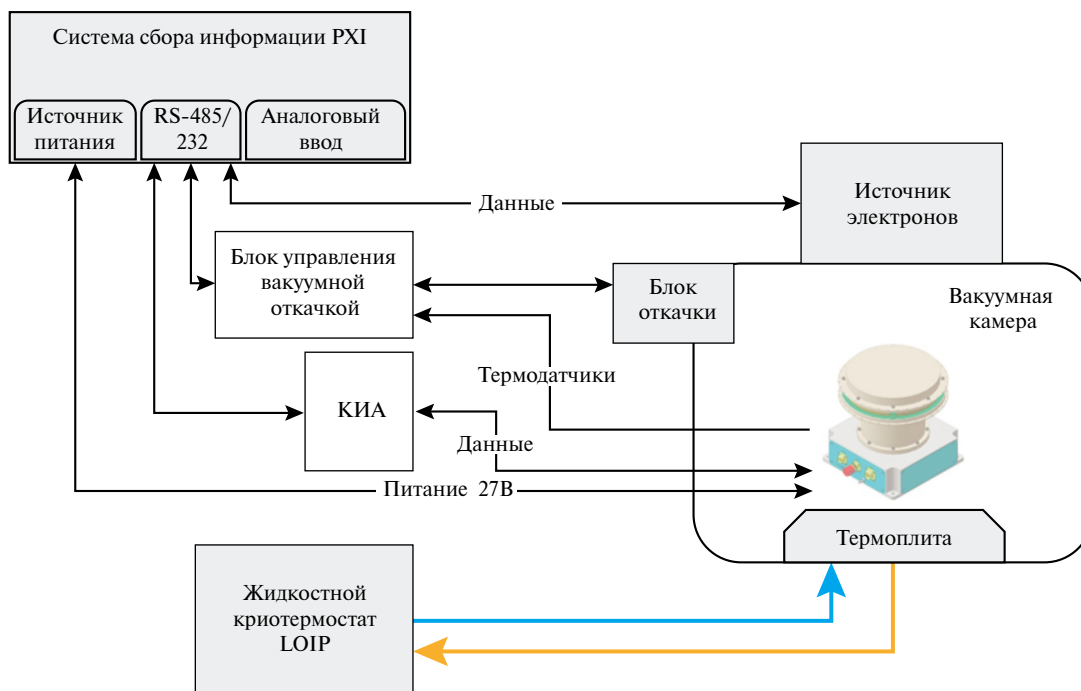


Рис. 6. Структура рабочего места для функциональных испытаний и физических калибровок прибора «ТОТЭМ-Э».

Система сбора и обработки информации, применяемая в данном рабочем месте, построена на базе шасси NI PXI-1085, оснащенного модулями источника питания 30 В, модулем аналогового ввода для подключения резистивных термодатчиков, модулями интерфейсов RS-485 и RS-232, используемыми для обеспечения обмена данными с блоком управления откачной системы, блоком электроники ионного источника и испытываемым образцом прибора.

Для управления составными частями рабочего места разработано специальное программное обеспечение, позволяющее выполнять тестирование образцов прибора, обеспечивая проверку поля зрения и энергетического разрешения как в ручном, так и в автоматизированном режиме работы.

Использование автоматизированных методов тестирования создаваемых научных приборов и их узлов позволяет сократить время, затрачиваемое на испытания, и при этом получить более детальную информацию об аналитических характеристиках прибора, что в ручном режиме затруднительно, а в ряде случаев и вовсе невозможно по причине большого числа контролируемых и изменяемых параметров.

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ИСПЫТАНИЯ КОНСТРУКТОРСКО-ДОВОДОЧНОГО ОБРАЗЦА (КДО) ПРИБОРА

Для проверки схемотехнических решений, применяемых в приборе, и подтверждения достижимости заявленных аналитических характеристик, был разработан и изготовлен КДО прибора, полностью повторяющий штатный образец как в части механики, так и в части электронно-компонентной базы. Для подтверждения основных аналитических характеристик прибора были проведены функциональные испытания, позволившие определить следующие параметры:

- поля зрения прибора;
- угловое разрешение по азимутальным углам;
- одномоментно регистрируемый энергетический диапазон;
- энергетическое разрешение $\Delta E/E$.

Далее рассмотрим методику определения перечисленных параметров и приведем результаты лабораторных испытаний. В процессе испытаний прибор размещался в вакуумной камере и освещался потоком электронов различных энергий для набора азимутальных углов. Для каждого положения прибора фиксировался счет детектора и интенсивность потока электронов.

Поля зрения прибора

Проверка поля зрения прибора выполнялась для энергии частиц, находящихся в середине энергетического диапазона, одномоментно регистрируемого прибором. То есть поскольку согласно модели одномоментный энергетический интервал составляет от E_0 до $6E_0$, то проверка осуществляется на энергии $3E_0$. При проверке фиксировался счет детектора прибора для набора азимутальных углов от 0 до 355° с шагом 5° . Выполненная проверка показала, что поле зрения соответствует заявленному значению в 360° , за исключением четырех затенений, вызванных конструктивными элементами модуля электронной оптики.

Угловое разрешение по азимутальным углам

Определение величины углового разрешения по азимутальному углу проводилась с использованием данных, полученных в результате проверки поля зрения. В процессе проверки разрешения использовалось распределение для набора азимутальных углов $335, 0, 25, 65, 90, 115, 155, 180, 205, 245, 270, 295^\circ$. Допустимая точность установки полярного угла составляла 1° , энергия

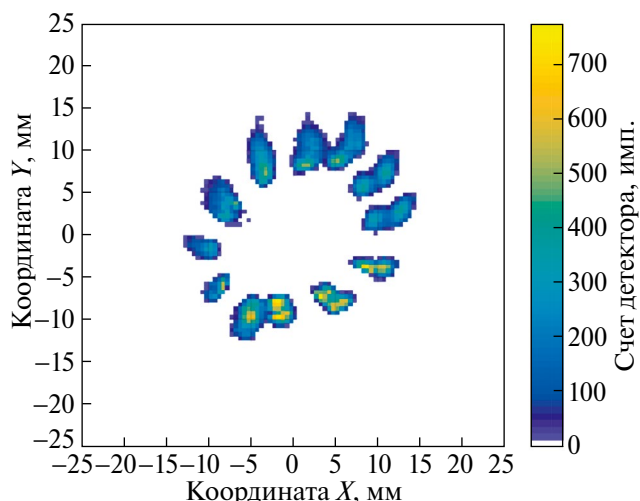


Рис. 7. Совокупное распределение частиц на детекторе прибора для набора азимутальных углов, использованных при определении углового разрешения прибора.

частиц — 1400 эВ. При этом рассматривалось распределение частиц на детекторе, как это показано на рис. 7. Анализ полученных данных показал, что угловое разрешение прибора соответствует заявленному: не хуже 30° .

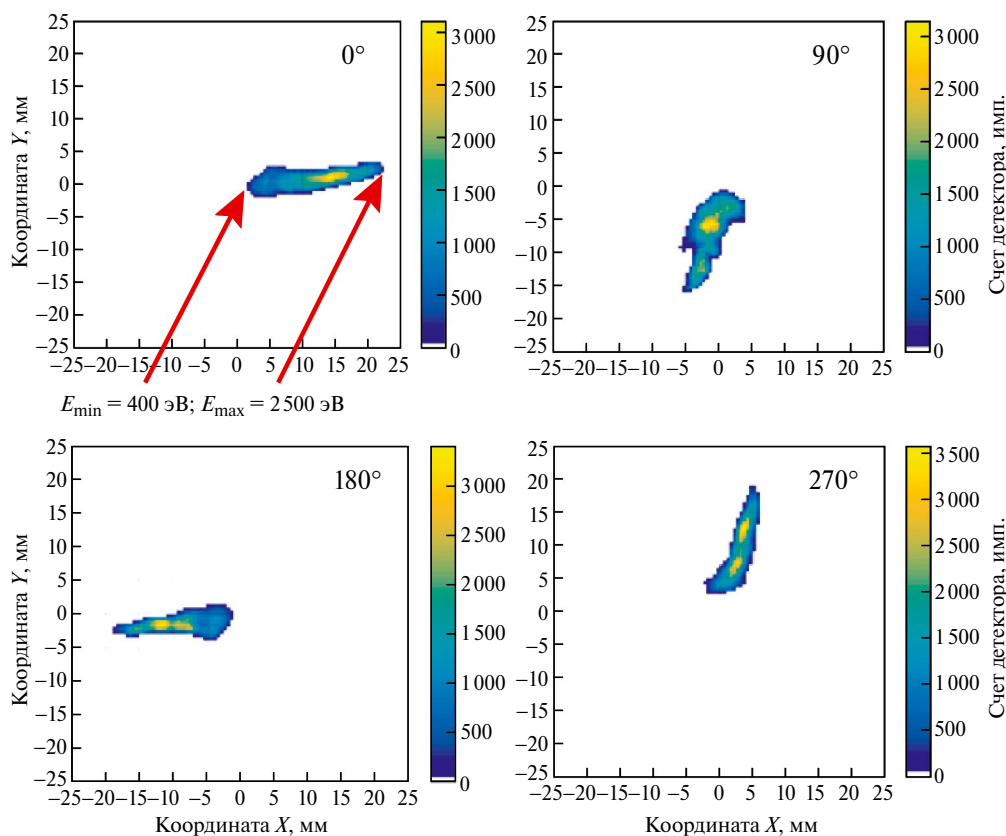


Рис. 8. Совокупные распределения частиц с энергиями от 400 до 2500 эВ, зафиксированные прибором для азимутов $0, 90, 180$ и 270° .

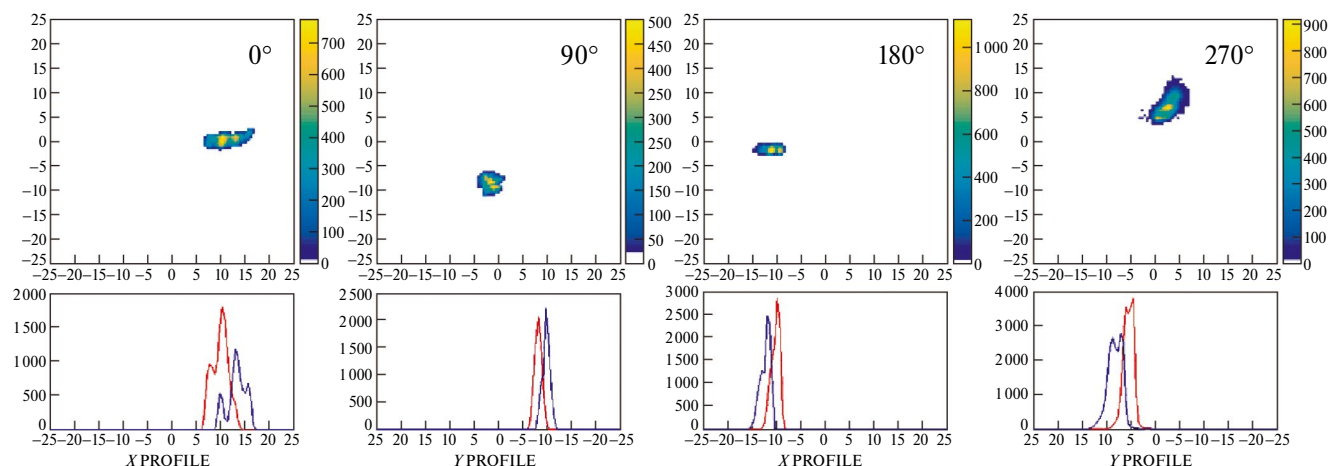


Рис. 9. Распределения частиц с энергиями 1400 и 1700 эВ, полученные для различных азимутальных углов.

Одномоментно регистрируемый энергетический диапазон и энергетическое разрешение

При проверке диапазона энергий, одномоментно регистрируемого прибором, на элементах модуля электронной оптики (МЭО) устанавливался постоянный потенциал, соответствующий средней энергии регистрируемых частиц ~ 600 эВ, а энергия электронов изменялась от нижней до верхней границы регистрируемой энергии с шагом 100 эВ. Данная проверка выполнялась для азимутальных углов $0, 90, 180$ и 270° . Проверка показала, что при потенциале 600 В минимальная энергия частиц, регистрируемых прибором, составляет 400 эВ, максимальная — 2500 эВ. Таким образом, диапазон одномоментно регистрируемых энергий составляет $6.5E_0$, где E_0 — минимальная энергия регистрируемых частиц для выбранных потенциалов на элементах электронной оптики. Совокупное распределение частиц различных энергий для четырех азимутальных углов приведено на рис. 8.

Энергетическое разрешение прибора было определено по данным, полученным на этапе проверки диапазона энергий, одномоментно регистрируемых прибором. При этом сравнивались изображения распределения частиц с различной энергией, зафиксированные для четырех азимутальных углов, и по этому распределению делались выводы об энергетическом разрешении прибора. Результаты сравнения распределения частиц приведены на рис. 9. Согласно проведенным испытаниям энергетическое разрешение прибора $\Delta E/E \leq 20\%$.

Проведенные функциональные испытания КДО «ТОТЭМ-Э» показали работоспособность предложенной электронно-оптической схемы, позволили провести апробацию выбранных

схемотехнических решений и применяемой электронно-компонентной базы и подтвердили достижимость заявленных аналитических и технических характеристик.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках работ по космической миссии «Резонанс-МКА» был разработан, изготовлен и испытан конструкторско-доводочный образец спектрометра электронов «ТОТЭМ-Э». КДО «ТОТЭМ-Э» повторяет штатный прибор в части применяемых компонентов и программного обеспечения. Механическая часть электронно-оптической схемы образца также полностью соответствует штатной конфигурации прибора.

Конструкция электронно-оптической схемы спектрометра «ТОТЭМ-Э» обеспечивает одномоментную регистрацию частиц в широком диапазоне энергий от E_0 до $\sim 6.5E_0$ с круговым полем зрения $360 \times 5^\circ$, за исключением затенения поля зрения элементами электронной оптики. Предложенная электронно-оптическая схема позволяет существенно увеличить скорость регистрации спектра частиц с высоким энергетическим и угловым разрешением и тем самым повысить достоверность получаемой научной информации. Это даст возможность проводить более детальные исследования процессов, происходящих в магнитосфере Земли, получить новые научные данные о характере взаимодействия волн и частиц, исследовать характер влияния солнечной активности на магнитосферу, в том числе и в полярных областях.

Для КДО спектрометра были проведены функциональные испытания, позволившие подтвердить достижимость заявленных аналитических

характеристик и уточнить ряд технических параметров прибора. Функциональные испытания включали в себя проверку следующих параметров: определение относительного пропускания модуля электронной оптики прибора для набора азимутальных углов; проверку поля зрения прибора; проверку углового разрешения по азимутальным углам; проверку энергетического диапазона и энергетического разрешения. Ниже приведены аналитические и технические характеристики конструкторско-доводочного образца прибора, определенные по результатам испытаний:

- энергетический диапазон: 150 эВ — 30 кэВ;
- энергетическое разрешение: до 20%;
- поле зрения прибора $360 \times 5^\circ$;
- угловое разрешение $\sim 25^\circ$;
- габаритные размеры: $190 \times 170 \times 170$ мм;
- вес: не более 3.5 кг;
- энергопотребление: не более 4.0 Вт.

Важным результатом работ по испытанию и настройке прибора представляется создание аппаратно-программного комплекса, позволяющего в автоматизированном режиме проводить проверку параметров функционирования испытываемого образца прибора. Применение методов автоматизированного тестирования существенно ускоряет процесс отладки электронно-оптической схемы прибора и облегчает процедуру определения аналитических характеристик прибора.

Накопленный в результате работ над КДО «ТОТЭМ-Э» опыт будет использован при создании штатного образца прибора и позволит сократить время на технологические операции и процессы, связанные с отладкой функционирования электронно-оптической схемы прибора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Louarn P., Roux A., de Feraudy H. et al.* Trapped electrons as a free energy source for the auroral kilometric radiation // *J. Geophysical Research*. 1990. V. 95. Iss. A5. P. 5983–5995. <https://doi.org/10.1029/JA095iA05p05983>
2. *Lindqvist P.A., Marklund G.T.* A statistical study of high-altitude electric fields measured on the Viking satellite // *J. Geophysical Research*. 1990. V. 95. Iss. A5. P. 5867–5876. <https://doi.org/10.1029/JA095iA05p05867>
3. *Mozzer F.S., Temerin M.* Solitary waves and double layers as the source of parallel electric fields in the auroral acceleration region // *High-latitude space plasma physics* / ed. B. Hultqvist, T. Hagfors. N.Y.: Plenum Press, 1983. P. 453.
4. *Bostrem R., Gustafsson G., Holback B. et al.* Characteristics of solitary waves and weak double layers in the magnetospheric plasma // *Physical Review Letters*. 1988. V. 61. P. 82–85. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.82>
5. *Temerin M., Lysak R.* Electromagnetic ion cyclotron mode (ELF) waves generated by auroral electron precipitation // *J. Geophysical Research*. 1984. V. 89. Iss. 5. P. 2489–2859. <https://doi.org/10.1029/JA089iA05p02849>
6. *Gustafsson G., Andre M., Matson L. et al.* On waves below the local proton gyrofrequency in auroral acceleration regions // *J. Geophysical Research*. 1990. V. 95. Iss. A5. P. 5889–5904. <https://doi.org/10.1029/JA095iA05p05889>
7. *Hasegawa A., Uberoi C.* The Alfvén wave / DOE Critical Review Series. 1982. DOE/TIC-11197. <https://doi.org/10.2172/5259641>
8. *Goertz C.K.* Electron acceleration via kinetic Alfvén waves // *Comparative Study of Magnetospheric Systems* // *Proc. Intern. Colloquium “Comparative study of magnetospheric systems”*. Londe-les-Maures, France, Sept. 9–13, 1985. Toulouse: Cepadues-Editions, 1986. P. 357–370.
9. *Volokitin A.S., Dubinin E.M.* The turbulence of Alfvén waves in the polar magnetosphere of the Earth // *Planetary and Space Science*. 1989. V. 37. Iss. 7. P. 761–765. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(89\)90127-X](https://doi.org/10.1016/0032-0633(89)90127-X)
10. *Lutsenko V.N., Kudela K.* Almost monoenergetic ions near the Earth’s magnetosphere boundaries // *Geophysical Research Letters*. 1999. V. 26. P. 413–416.
11. *Lutsenko V.N.* Almost monoenergetic ions: New support for Alfvén ideas on the role of electric currents in space plasmas? // *Physics and Chemistry of the Earth. Pt. C: Solar, Terrestrial and Planetary Science*. 2001. V. 26. Iss. 8. P. 615–619. [https://doi.org/10.1016/S1464-1917\(01\)00057-5](https://doi.org/10.1016/S1464-1917(01)00057-5)
12. *Kudela K., Lutsenko V.N., Sarris E.T. et al.* DOK-2 ion fluxes upstream from the bow shock: characteristics from 4 years of Interball-1 measurements // *Planetary and Space Science*. 2005. V. 53. Iss. 1–3. P. 59–64. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2004.09.029>
13. *Slivka M., Kudela K.* Anisotropy of proton fluxes in neutral sheet region measured by DOK2 on Interball-1 // *Planetary and Space Science*. 2005. V. 53. Iss. 1–3. P. 217–227. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2004.09.047>
14. *Lutsenko V.N., Kirpichev I.P., Grechko T.V. et al.* Source positions of energetic particles responsible for the fine dispersion structures: numerical simulation results // *Planetary and Space Science*. 2005. V. 53. Iss. 1–3. P. 275–281. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2004.09.053>
15. *Martin C., Jelinsky P., Lampton M. et al.* Wedge-and-strip anodes for centroid-finding position-sensitive photon and particle detectors // *Review of Scientific Instruments*. 1981. V. 52. Iss. 7. P. 1067–1074. <https://doi.org/10.1063/1.1136710>
16. *Вайсберг О.Л., Журавлев Р.Н., Моисеенко Д.А. и др.* Широкоугольный ионный энерго-масс-анализатор АРИЕС-Л // *Астрон. вестн.* 2021. Т. 55. № 6. С. 575–588. <https://doi.org/10.31857/S0320930X21060116>

УДК: 550.388

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СЕЗОННЫХ И ШИРОТНЫХ ВАРИАЦИЙ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА НА ИНТЕНСИВНОСТЬ СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НОЧНЫХ АТМОСФЕР ЗЕМЛИ И МАРСА

©2024 г. О.В. Антоненко^{1,*}, А.С. Кириллов¹

¹Полярный геофизический институт (ПГИ), Апатиты, Россия

*antonenko@pgia.ru

Поступила в редакцию 19.04.2023 г.

После доработки 31.07.2023 г.

Принята к публикации 31.08.2023 г.

В работе используются экспериментальные данные о характерных концентрациях атомарного кислорода в верхних атмосферах Земли и Марса. Рассчитаны значения интегральной светимости полос Герцберга I для средних широт и экваториальной зоны Земли, а также для северных широт и экваториальной зоны Марса. Обсуждается корреляция результатов теоретических расчетов интенсивности свечения полос электронно-возбужденного молекулярного кислорода в атмосфере Земли в спектральном диапазоне 250–370 нм с экспериментальными данными по ночному свечению молекулярного кислорода, полученными с космического шаттла «Дискавери» (STS-53). Представлены рассчитанные значения общей интегральной светимости системы полос Герцберга I в атмосфере Земли для различных сезонов и для точек равноденствия Марса. Показано, что на средних широтах Земли в период низкой солнечной активности максимальные значения интегральной светимости отмечаются в июле, а в экваториальной зоне — в апреле. На северных широтах Марса максимальные значения отмечаются в точке осеннего равноденствия.

DOI: 10.31857/S0023420624010043

ВВЕДЕНИЕ

Исследования атмосфер планет земной группы связаны с изучением проблем самого высокого научного приоритета, включая изменение условий обитания на нашей планете и происхождение жизни. Последние годы большое внимание уделяется исследованиям атмосферы Марса. Свидетельства об изменениях климата красной планеты привлекают особое внимание исследователей.

Дистанционные исследования атмосфер, включая спектроскопические исследования, открывают широкие возможности получения информации об излучательном балансе атмосферы, ее составе и тепловом режиме, тем самым позволяя лучше понять историю и эволюцию климата на планетах. Высокое спектральное разрешение измерительной аппаратуры дает возможность даже с Земли наблюдать линии и полосы свечения атмосфер планет на фоне земных. Однако наземным наблюдениям присущи определенные ограничения: измерения в районе сильных

полос поглощения в атмосфере Земли, поэтому спектрометрические измерения с межпланетных космических аппаратов (КА) имеют большое значение для планетных исследований [1].

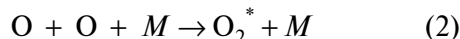
Для исследований атмосферы Земли приоритетными являются наземные наблюдения, в то время как космические исследования, которые в настоящее время проводятся со спутников, лишь дополняют наземные. Космические наблюдения, которые можно связать с наземными, возможны всего в течение нескольких минут в день. Наземные наблюдения могут быть сопоставимы с космическими, работающими только в режиме моментального снимка, при условии использования высокопроизводительного оборудования в течение ограниченного времени полета.

Известно, что источником ночного свечения атмосферы Земли в ультрафиолетовом диапазоне (250–370 нм) является электронно-возбужденный молекулярный кислород $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ [2, 3], который излучает систему полос Герцберга I при спонтанных переходах

с триплетного состояния $A^3\Sigma_u^+$ на основное состояние $X^3\Sigma_g^-$:



Причиной образования электронно-возбужденных молекул O_2^* являются тройные столкновения



с участием третьей частицы M (молекулы N_2 и O_2 в атмосфере Земли) и атомов кислорода O , образующихся при фотодиссоциации молекул O_2 солнечным УФ-излучением в дневное время. Эти тройные реакции происходят в узком слое атмосферы Земли толщиной около 10 км с центром на высоте около 90 км [2].

В верхней атмосфере Венеры на дневной стороне, примерно на высотах 75–120 км, атомы O образуются в результате фотодиссоциации доминирующего газа CO_2 , причем с максимумом на высотах 93–98 км [4]. На дневной стороне Марса на высотах более 80 км также происходит фотодиссоциация молекул доминирующего газа CO_2 с образованием атомов кислорода [5]. Поэтому аналогичные процессы (2) с участием двух атомов кислорода и молекул углекислого газа $M = CO_2$ протекают в верхних атмосферах Венеры и Марса с образованием электронно-возбужденных молекул кислорода как в состоянии $A^3\Sigma_u^+$, так и других двух состояниях Герцберга: $c^1\Sigma_u^-$ и $A^3\Delta_u$.

Из этих двух планет спектральные измерения свечения полос с состояний Герцберга были проведены для атмосферы Венеры, которые впервые были выполнены на КА «Венера-9» и «Венера-10» и опубликованы В.А. Краснополским [6, 7]. Автором этих работ было показано, что свечение молекулярного кислорода происходит в видимом диапазоне 400–600 нм с максимумом в районе 500 нм. Как показал спектральный анализ [7–9], данное свечение связано с излучательными переходами с нулевых колебательных уровней состояний $c^1\Sigma_u^-, v = 0$ и $A^3\Delta_u, v = 0$ на состояния $X^3\Sigma_g^-$ и $a^1\Delta_g$, приводящие к свечению полос Герцберга II и Чемберлена. Для Марса подобных измерений в ультрафиолетовом и видимом диапазоне спектра свечения ночного неба не проводилось.

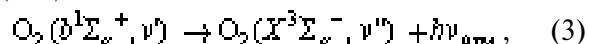
Единственная космическая платформа, которая поддержала экспериментальные измерения ультрафиолетового свечения молекулярного кислорода в атмосфере Земли, это космический шаттл, или космическая транспортная система (STS), работающая в режиме моментального снимка в течение ограниченного времени

полета и способная поддерживать сопоставимые с наземными наблюдения. При этом полет шаттла короткий, обычно всего 7–12 дней, скорость передачи данных высокая, так как используется высокопроизводительное оборудование. Кроме того, наблюдения могут периодически повторяться при прохождении по орбите над многими наземными станциями.

Цель данной работы — провести сравнение результатов теоретических расчетов интенсивности свечения полос Герцберга I в диапазоне длин волн 250–370 нм с экспериментальными данными по ночному свечению молекулярного кислорода O_2^* в атмосфере Земли, полученными со спектрографа GLO на борту космического шаттла «Дискавери» (семидневная миссия STS-53 в декабре 1992 г.). Также в данном спектральном диапазоне проведены теоретические расчеты интенсивностей свечения полос Герцберга I для атмосферы Марса.

КИНЕТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НОЧНОМ НЕБЕ АТМОСФЕР ЗЕМЛИ И МАРСА

В результате тройных столкновений (2) в верхних слоях атмосфер планет земной группы эффективно образуются молекулы кислорода, возбужденные не только в состояния Герцберга $c^1\Sigma_u^-, A^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+$, но и в синглетные состояния $b^1\Sigma_g^+, a^1\Delta_g$ [2, 3]. В дальнейшем электронно-возбужденная молекула синглетного кислорода $O_2(b^1\Sigma_g^+, a^1\Delta_g)$ переходит в более низкое по энергии состояние $X^3\Sigma_g^-$, излучая при этом фотоны Атмосферной (Атм) и Инфракрасной Атмосферной (ИА) систем полос:



которые также регистрируются в инфракрасных спектрах свечения ночного неба как в атмосфере Земли [2, 3], так и Марса [10, 11]. На рис. 1 представлена схема трех систем полос, связанных со спонтанными излучательными переходами между различными электронными состояниями: полосы Герцберга I $O_2(A^3\Sigma_u^+, v') \rightarrow O_2(X^3\Sigma_g^-, v'')$, Атмосферные полосы $O_2(b^1\Sigma_g^+, v') \rightarrow O_2(X^3\Sigma_g^-, v'')$, Инфракрасные атмосферные полосы $O_2(a^1\Delta_g, v') \rightarrow O_2(X^3\Sigma_g^-, v'')$. Все приведенные состояния находятся ниже энергии диссоциации молекулы $O_2 \sim 41\,300\text{ см}^{-1}$ ($8065\text{ см}^{-1} = 1\text{ эВ}$). Длины волн λ всех указанных на рисунке полос можно рассчитать по формулам

$$\lambda_{\text{ИГ}} = 1 / (E_{A^3\Sigma_u^+, v'} - E_{X^3\Sigma_g^-, v''}), \quad (5a)$$

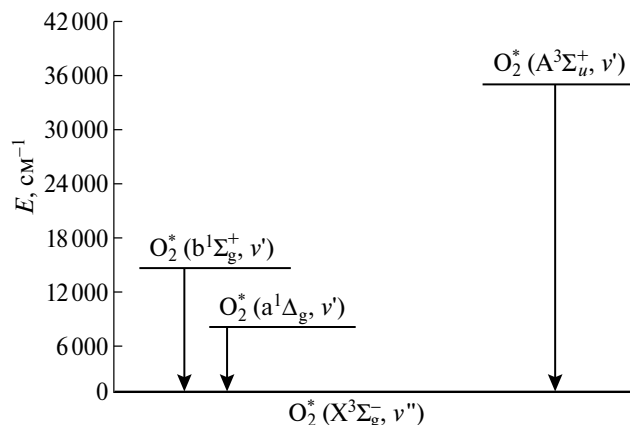


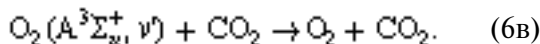
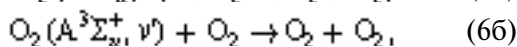
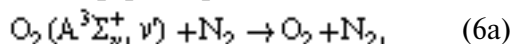
Рис. 1. Схема переходов между различными электронными состояниями молекулы $[O_2]$.

$$\lambda_{\text{ам}} = 1 / (E_{A(v')} - E_{X(v'')}), \quad (56)$$

$$\lambda_{\text{ха}} = 1 / (E_{A(v')} - E_{X(v'')}), \quad (5в)$$

где $E_{A(v')}(\text{см}^{-1})$ – энергия колебательного уровня v' состояния $A^3\Sigma_u^+$; $E_{b(v')}(\text{см}^{-1})$ – энергия колебательного уровня v' состояния $b^1\Sigma_g^+$; $E_{a(v')}(\text{см}^{-1})$ – энергия колебательного уровня v' состояния $a^1\Delta_g$; $E_{X(v'')}(\text{см}^{-1})$ – энергия колебательного уровня v'' состояния $X^3\Sigma_g^-$. Как видно из рис. 1, энергия фотонов ультрафиолетовых полос Герцберга I намного превосходит энергию фотонов Атмосферных и Инфракрасных Атмосферных полос, располагающихся в инфракрасном диапазоне.

Поскольку переходы между указанными выше состояниями дипольно-запрещенные и излучательные времена жизни принимают высокие значения, то при расчетах концентраций электронно-возбужденного кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ необходимо учитывать исчезновение данных молекул не только при излучательных переходах, но и гашение данного состояния при неупругих столкновениях с молекулами N_2 , O_2 в атмосфере Земли [12] и с молекулами CO_2 в атмосфере Марса:



Так как концентрации N_2 на высотах 90–100 км превышают 10^{13} см^{-3} , а константы гашения состояния $A^3\Sigma_u^+$ больше $\sim 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [13, 14], то столкновительные времена жизни рассматриваемых колебательных уровней данного состояния либо сравнимы, либо намного меньше излучательных на высотах ночного свечения полос Герцберга I. Это означает, что кинетика указанного состояния на рассматриваемом диапазоне высот

атмосферы во многом определяется столкновительными процессами.

Поэтому при расчете концентраций электронно-возбужденного кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+, v')$ в атмосфере Земли, где на рассматриваемых высотах преобладают молекулы азота N_2 и кислорода O_2 , используем следующую формулу:

$$[O_2(A^3\Sigma_u^+, v')] = q_v^A \alpha_A k_2 [O]^2 ([N_2] + [O_2]) / (A_v^A + k_{6a}[N_2] + k_{6б}[O_2]), \quad (7a)$$

где α_A – квантовый выход состояния $O^3\Sigma_u^+$ при тройных столкновениях (2), q_v^A – квантовый выход колебательного уровня v' этого состояния $A^3\Sigma_u^+$; k_2 – константа скорости реакции рекомбинации при тройных столкновениях (2), k_{6a} , $k_{6б}$ – константы скоростей реакций (6a, 6б); A_v^A – сумма коэффициентов Эйнштейна для всех спонтанных излучательных переходов с колебательного уровня v' состояния $A^3\Sigma_u^+$ на все колебательные уровни состояния $X^3\Sigma_g^-$. Для атмосферы Марса, где преобладает углекислый газ CO_2 , воспользуемся формулой

$$[O_2(A^3\Sigma_u^+, v')] = q_v^A \alpha_A k_2 [O]^2 [CO_2] / (A_v^A + k_{6a}[CO_2]). \quad (7б)$$

Константа скорости реакции рекомбинации $k_2(\text{см}^6 \text{ с}^{-1})$ рассчитывалась в зависимости от температуры атмосферы планеты на рассмотренных интервалах высот согласно [2]; константы гашения электронно-возбужденного кислорода при столкновениях с молекулами атмосферных составляющих $k_{6a}(\text{см}^3 \text{ с}^{-1})$, $k_{6б}(\text{см}^3 \text{ с}^{-1})$ и $k_{6в}(\text{см}^3 \text{ с}^{-1})$ учитывались согласно [13, 14]; квантовый выход α_A – согласно [15], коэффициенты Эйнштейна для всех спонтанных переходов – согласно [16], квантовые выходы q_v^A учитывались согласно [17, 18].

При расчете концентраций $O_2(A^3\Sigma_u^+, v')$ в атмосфере Земли согласно (7a) воспользуемся экспериментальными данными о характерных концентрациях $[O]$ в верхней атмосфере Земли на основании характеристик свечения атомарного кислорода O для различных месяцев года на средних широтах (55.7° N; 36.8° E, Звенигородская обсерватория Института физики атмосферы (ИФА) им. А.М. Обухова РАН). Регулярные данные по свечению атомарного кислорода были получены из полуэмпирической модели, интегрирующей несколько типов различных среднеширотных измерений, регрессионных соотношений и теоретических расчетов, проводимых на протяжении нескольких десятков лет сотрудниками ИФА [2, 19]. Также в расчетах используются экспериментальные данные о характерных

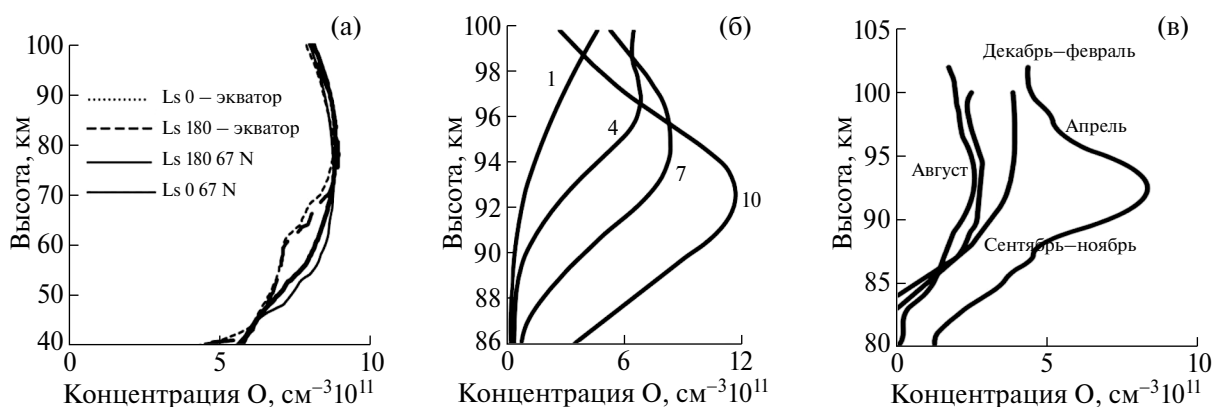


Рис. 2. Высотные профили концентраций атомарного кислорода $[O]$.

концентрациях $[O]$ в области экватора и в северных тропиках ($23.5^\circ N$) Земли. Эти данные были получены с помощью зондирования атмосферы на спутнике *TIMED* (термосферно-ионосферно-мезосферной энергетики и динамики) с использованием оптического спектрографа инфракрасной микроскопической системы *OSIRIS* [20].

Также для верхней атмосферы Марса высотные распределения концентраций атомарного кислорода $[O]$ используются согласно модели общей циркуляции (*англ.* General Circulation Model – GCM) французской лаборатории динамической метеорологии (*франц.* Laboratoire de Météorologie Dynamique – LMD), обычно называемой LMD-MGCM [21]. На рис. 2 представлены профили концентраций атомарного кислорода $[O]$ для атмосферы Марса согласно [21] (рис. 2а) на северных широтах ($67^\circ N$) и в экваториальной зоне ($L_s \sim 0^\circ$, $L_s \sim 180^\circ$), для верхней атмосферы Земли на средних широтах ($55.7^\circ N$) согласно [2, 19] (рис. 2б) (для января, апреля, июля и октября 1980–1981 гг.) и для экваториальной области и северных тропиков ($23^\circ N$) согласно [20] (рис. 2в) (зимний, весенний, летний и осенний сезоны). Полученные результаты показали значительный разброс значений абсолютных концентраций атомарного кислорода в атмосфере Земли на высотах максимальных значений, причем высота данного максимума также оставалась непостоянной. Этого мы не можем сказать о Марсе, так как разброс значений абсолютных концентраций атомарного кислорода малозаметен по сравнению со значениями для атмосферы Земли.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛОС ГЕРЦБЕРГА I ДЛЯ УСЛОВИЙ ЗЕМЛИ И МАРСА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Согласно формулам (7а) и (7б) проведен расчет профилей высотного распределения концентраций электронно-возбужденного молекулярного кислорода $O_2^*(A^3\Sigma_u^+)$ в верхних атмосферах Земли и Марса. При расчетах значений концентраций электронно-возбужденного кислорода для атмосферы Земли использовались высотные профили температур, составленные на основе данных многолетних (1960–2000) измерений профилей температуры на высотах 30–110 км [22]. Высотные профили температур, используемые при расчетах значений концентраций электронно-возбужденного кислорода в атмосфере Марса, получены из модели общей циркуляции (LMD-MGCM) [21].

Расчеты концентраций электронно-возбужденного кислорода $O_2^*(A^3\Sigma_u^+)$ на высотах верхней атмосферы Земли для широты $55.7^\circ N$ проведены для колебательных уровней $v' = 2 \dots 9$ состояния Герцберга I $A^3\Sigma_u^+$ для различных месяцев года (средних месяцев каждого сезона: января, апреля, июля, октября) 1980 и 1981 гг. [2], а для экваториальной зоны и северных тропиков Земли ($23^\circ N$) для зимнего, весеннего, летнего и осеннего периодов. Аналогичные расчеты концентраций $O_2^*(A^3\Sigma_u^+)$ на высотах верхней атмосферы Марса были проведены для экваториальной зоны и для северных широт ($67^\circ N$) во время весеннего ($L_s \sim 0^\circ$) и осеннего ($L_s \sim 180^\circ$) равноденствия.

Значения объемных интенсивностей излучения полос Герцберга I, соответствующих переходу (1), были рассчитаны по формуле

$$i_{\nu'\nu''}(\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}) = [\text{O}_2^*] A_{\nu'\nu''}, \quad (8)$$

где $[\text{O}_2^*]$ (см^{-3}) – рассчитанная концентрация электронно-возбужденного кислорода $\text{O}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$ в зависимости от высоты h [17]; $A_{\nu'\nu''}$ (с^{-1}) – коэффициент Эйнштейна, соответствующий спонтанному излучательному переходу с колебательного уровня ν' вышележащего состояния $\text{A}^3\Sigma_u^+$ на колебательный уровень ν'' нижележащего состояния $\text{X}^3\Sigma_g^-$ [16].

На рис. 3 показаны рассчитанные высотные распределения объемных интенсивностей излучения полос Герцберга I, связанных со спонтанным переходом $\text{A}^3\Sigma_u^+(\nu' = 6) \rightarrow \text{X}^3\Sigma_g^-(\nu'' = 3)$ (1) на северных широтах (67°N) и в экваториальной зоне Марса для точек весеннего и осеннего равноденствия (рис. 3а), на средних широтах Земли (55.7°N) для 1, 4, 7, 10 месяцев 1980 и 1981 гг. (рис. 3б), в экваториальной зоне и в северных тропиках Земли (23°N) для зимнего, весеннего, летнего и осеннего периода (рис. 3в). По осям X приведены значения объемной интенсивности излучения $i(\text{см}^{-3}\text{с}^{-1})$, по осям Y отложены высоты в километрах. Как видно из рис. 3а, для атмосферы Марса наблюдается значительный разброс значений объемных интенсивностей излучения полосы Герцберга I в отличие от значений абсолютных концентраций атомарного кислорода, что объясняется вариациями температуры в зависимости от широты.

На рис. 4а и 5а представлен фрагмент усредненного спектра свечения ночного неба

в диапазоне 250–370 нм, измеренного спектрографом с космического шаттла «Дискавери» (STS-53) в интервале от 115 до 900 нм на протяжении его 7-дневной миссии в декабре 1992 г. [3]. По осям Y отложены значения интенсивностей в рэлях/ангстрем ($R/\text{\AA}$) ($1 \text{ R} = 10^6 \text{ фотон/см}^2\text{с}$), по осям X отложены длины волн в ангстремах ($\lambda(\text{\AA})$). Каждая двойка цифр над пиками свечения обозначает колебательные уровни ($\nu' - \nu''$) при излучательном переходе (1).

Рассчитанные значения интенсивности излучения $I(\text{см}^{-2}\text{с}^{-1})$ (гистограммы) для различных полос Герцберга I, обусловленных переходом (1), для средних широт Земли (55.7°N) для 1 месяца 1980 и 1981 гг. (рис. 4б), а также в экваториальной зоне и в северных тропиках Земли (23°N) для осеннего периода (рис. 4в) выполнены в этом же диапазоне длин волн. При этом при пересчете объемной интенсивности излучения $i_{\nu'\nu''}$ в интенсивность излучения $I_{\nu'\nu''}$ используется приближение оптически тонкого слоя, т.е. пренебрегается поглощением фотонов внутри слоя.

Как видно из сравнения теоретически рассчитанных значений интенсивностей свечения с экспериментальными данными, наблюдается хорошая корреляция результатов расчета с экспериментом. Так, излучательные переходы (1) с колебательных уровней $\nu' = 5, 6, 7$ состояния $\text{A}^3\Sigma_u^+$ дают доминирующий вклад в свечение в диапазоне 270–310 нм. Особо среди них выделяются переходы 5–3, 5–4, 6–2, 6–3, 6–4, 7–2, 7–3.

Аналогично на рис. 5б представлены рассчитанные значения интенсивностей излучения для атмосферы Марса для северных

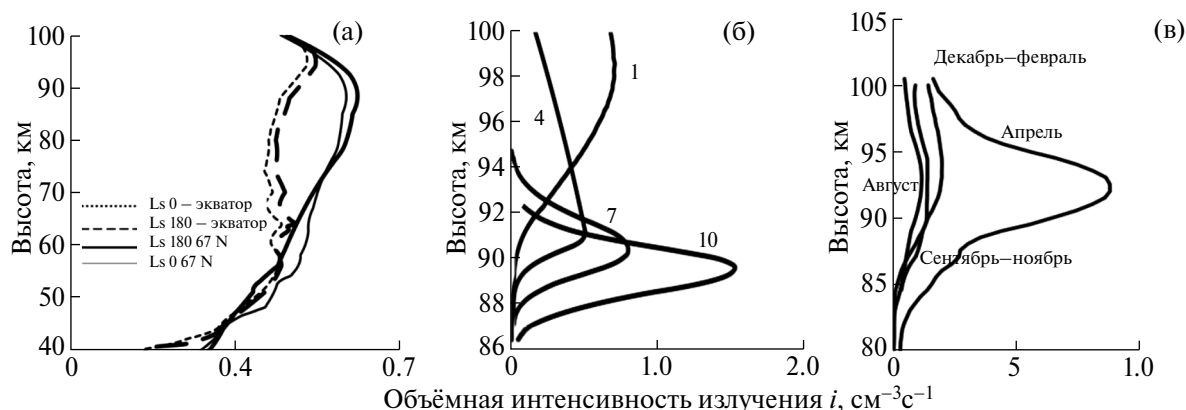


Рис. 3. Высотные профили объемных интенсивностей излучения полос Герцберга I. Обозначения аналогично рис. 2.

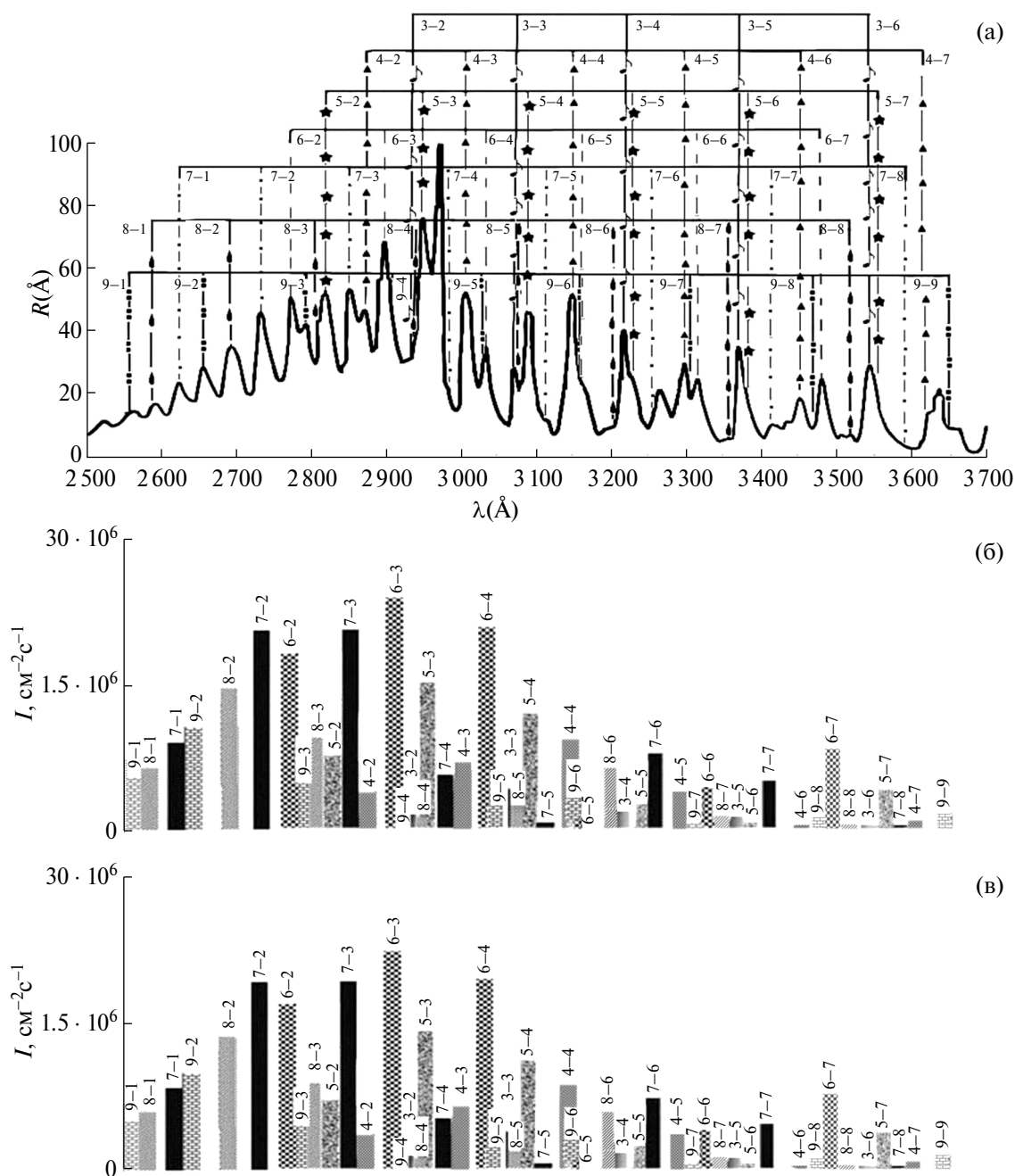


Рис. 4. Экспериментальные и рассчитанные значения интегральной светимости полос Герцберга I для верхней атмосферы Земли.

широт (67°N) для точки осеннего равноденствия ($L_s \sim 180^\circ$). Для условий Марса мы можем видеть изменение относительного вклада колебательных уровней состояния $A^3\Sigma_u^+$ в свечение полос Герцберга I. Так, из рисунка видно, что вклад колебательных уровней $v' = 5, 6$ уменьшается, а у колебательных уровней $v' = 8, 9$ увеличивается. Объясняется это особенностями гашения на молекулах углекислого газа.

Кроме того, на рис. 6а представлены рассчитанные значения общей интегральной светимости всей рассмотренной системы полос Герцберга I в диапазоне 250–370 нм ($I, \text{cm}^{-2}\text{c}^{-1}$, гистограммы): для атмосферы Марса для широты 67°N и экватора во время осеннего и весеннего равноденствий северной широты, $L_s \sim 180^\circ$ и $L_s \sim 0^\circ$ (рис. 6а). Результаты расчетов показали, что максимальные значения $\sim 0.34 \text{ кР}$ общей интегральной светимости для

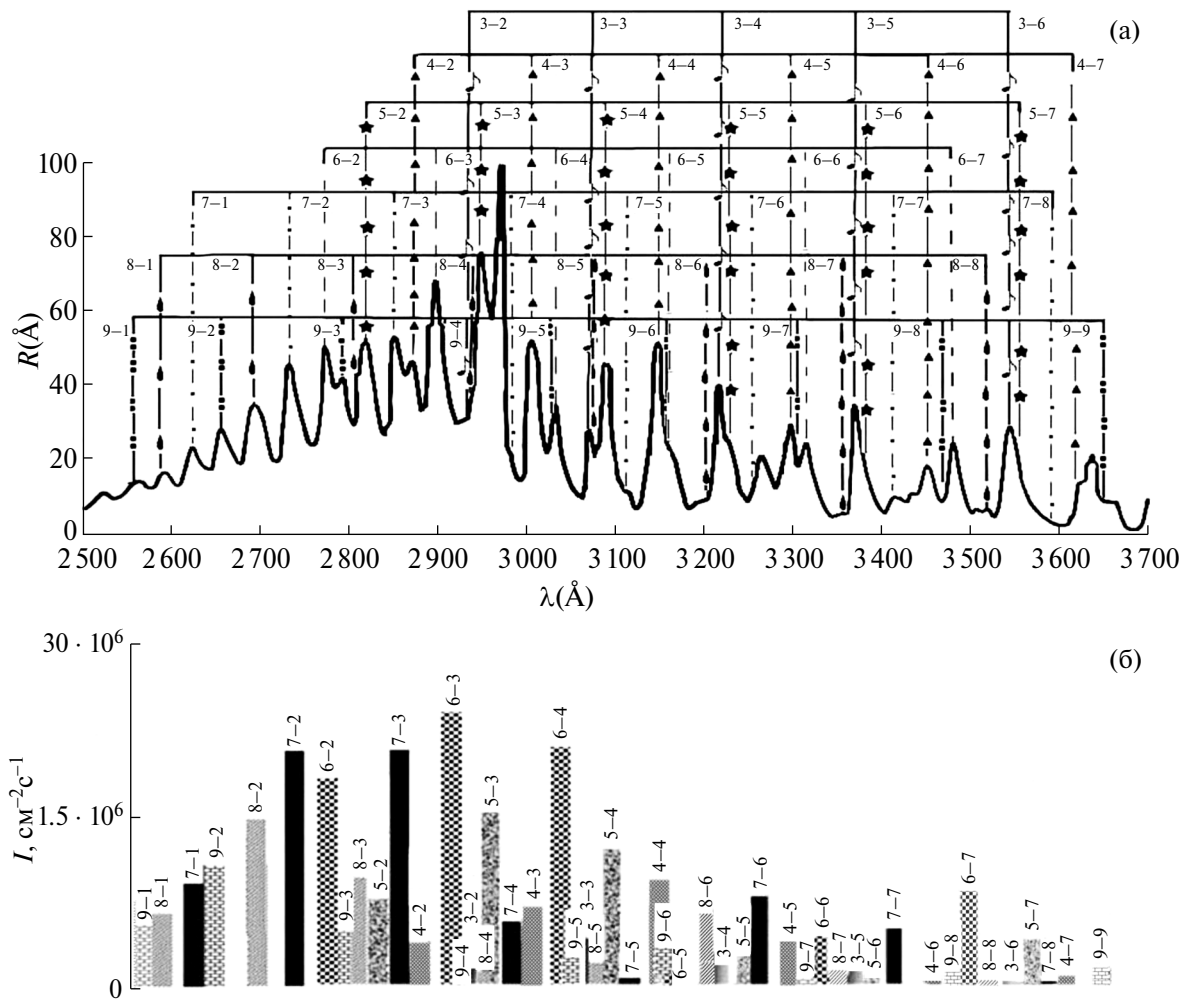


Рис. 5. Рассчитанные значения интегральной светимости полос Герцберга I для верхней атмосферы Марса (б) сравниваются с экспериментальными данными с шаттла «Дискавери» (STS-53) (а).

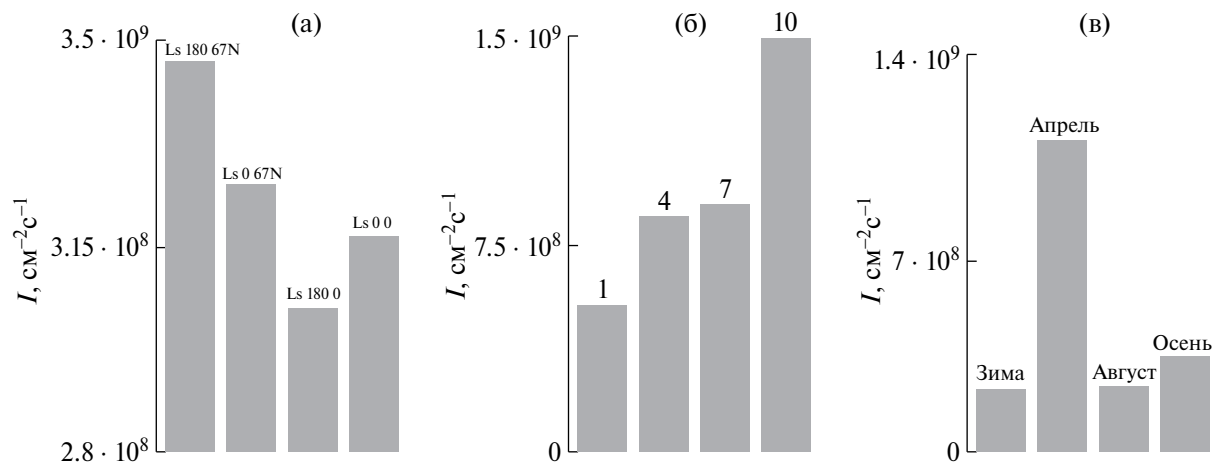


Рис. 6. Значения общей интегральной светимости для верхних атмосфер Марса (а) и Земли (б, в). Обозначения аналогично рис. 2.

рассмотренных четырех случаев атмосферы Марса наблюдаются в точке осеннего равноденствия на северных широтах ($L_s \sim 180^\circ$, 67° N).

Аналогичные результаты расчетов общей интегральной светимости всей рассмотренной системы полос Герцберга I в диапазоне 250–370 нм в атмосфере Земли представлены для рассмотренных месяцев года для средних широт (55.7° N) (рис. 6б), в экваториальной зоне и в северных тропиках (23° N) (рис. 6в). Расчеты показали, что на средних широтах максимальные значения общей интегральной светимости ~ 1.5 кР получаются для октября, а в экваториальной зоне и в северных тропиках аналогичные значения получаются для весеннего месяца апреля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Содержание различных газов в атмосферах планет во многом определяет тепловой баланс атмосферы. Анализ спектров свечения атмосфер планет позволяет оценивать данное содержание основных и малых компонентов в этих атмосферах. Сравнение теоретически рассчитанных значений интенсивностей свечения с экспериментальными данными, полученными с космических летательных аппаратов, позволяет оценить понимание особенностей атомно-молекулярных процессов, протекающих на разных высотах атмосфер планет.

На основании экспериментальных данных по профилям концентрации атомарного кислорода и температуры в атмосфере Земли на средних широтах (55.7° N) и в экваториальной зоне и в северных тропиках (23° N) для зимнего, весеннего, летнего и осеннего периодов проведены расчеты объемных и интегральных интенсивностей свечения полос Герцберга I в диапазоне длин волн 250–370 нм. Проведено сравнение рассчитанных значений со спектральными измерениями спектрографом с космического шаттла “Дискавери” (STS-53) [3]. Показано, что наблюдается хорошая корреляция результатов расчета с экспериментальными данными. Так, излучательные переходы (1) с колебательных уровней $v' = 5, 6, 7$ состояния $A^3\Sigma_u^+$ дают доминирующий вклад в свечение в диапазоне 270–310 нм.

Аналогичные расчеты интенсивностей свечения полос Герцберга I в диапазоне длин волн 250–370 нм проведены для условий Марса для широты 67° и экватора при $L_s \sim 180^\circ$ и $L_s \sim 0^\circ$ N, т.е. осеннего и весеннего равноденствий. Получено, что для условий Марса происходит

изменение относительного вклада колебательных уровней состояния $A^3\Sigma_u^+$ в свечение полос Герцберга I. Так, вклад колебательных уровней $v' = 5, 6$ уменьшается, а у колебательных уровней $v' = 8, 9$ увеличивается по сравнению с атмосферой Земли. Объясняется это особенностями гашения на молекулах углекислого газа.

Представлены рассчитанные значения общей интегральной светимости всей рассмотренной системы полос Герцберга I для рассмотренных месяцев года Земли и Марса. Показано, что на средних широтах Земли максимальные значения общей интегральной светимости порядка 1.5 кР получаются для осеннего месяца, в экваториальной зоне — для весеннего. На северных широтах Марса максимальные значения в точке осеннего равноденствия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кораблев О. И.* Новые методы спектроскопических исследований планетных атмосфер с космических аппаратов: Диссертация и автореферат по ВАК РФ 01.03.04. 2003.
2. *Шефов Н. Н., Семенов А. И., Хомич В. Ю.* Излучение верхней атмосферы — индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС, 2006. 741 с.
3. *Broadfoot A. L., Bellaire P. J., Jr.* Bridging the gap between ground-based and space-based observations of the Night airglow // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. Iss. A8. P. 17127–17138.
4. *Migliorini A., Piccioni G., Gerard J. C. et al.* The characteristics of the O_2 Herzberg II and Chamberlain bands observed with VIRTIS/Venus Express // *Icarus*. 2013. V. 223. Iss. 1. P. 609–614.
5. *Montmessina F., Korabev O., Lefèvre F. et al.* SPICAM on Mars Express: A 10 year in-depth survey of the Martian atmosphere // *Icarus*. 2017. V. 297. P. 195–216.
6. *Краснопольский В. А., Крысько А. А., Рогачев В. Н. и др.* Спектроскопия свечения ночного неба Венеры на АМС «Венера-9» и «Венера-10» // *Космические исследования*. 1976. Т. 14. № 5. С. 789–795.
7. *Krasnopolsky V. A.* Venus spectroscopy in the 3000–8000 Å region by Veneras 9 and 10 // *Eds. Hunten D. M., Colin L., Donahue T. M., Moroz V. I.* Venus. 1983. University of Arizona Press. Tucson. AZ. P. 459–483.
8. *Lawrence G. M., Barth C. A., Argabright V.* Excitation of the Venus Night airglow // *Science*. 1977. V. 195. P. 573–574.
9. *Slangier T. G., Black G.* The $O_2(C^3\Delta_u \rightarrow a^1\Delta_g)$ bands in the Nightglow spectrum of Venus // *Geophys. Res. Lett.* 1978. V. 5. Iss. 11. P. 947–948.

10. *Fedorova A.A., Lefevre F., Guslyakova S. et al.* The O₂ Nightglow in the martian atmosphere by SPICAM onboard of Mars-Express // *Icarus*. 2012. V. 219. Iss. 2. P. 596–608.
11. *Bertaux J.-L., Gondet B., Lefevre F. et al.* First detection of O₂ 1.27 μm Nightglow emission at Mars with OMEGA/MEX and comparison with general circulation model predictions // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. Art.ID. E00J04.
12. *Кириллов А.С.* Модель населенностей колебательных уровней состояний молекулы кислорода, исходных для полос Герцберга, на высотах нижней термосферы и мезосферы // *Геомагнетизм и аэронавтика*. 2012. Т. 52. № 2. С. 258–264.
13. *Kirillov A.S.* Electronic kinetics of main atmospheric components in high-latitude lower thermosphere and mesosphere // *Ann. Geophys.* 2010. V. 28. Iss. 1. P. 181–192.
14. *Kirillov A.S.* The calculation of quenching rate coefficients of O₂ Herzberg states in collisions with CO₂, CO, N₂, O₂ molecules // *Chem. Phys. Lett.* 2014. V. 592. P. 103–108.
15. *Krasnopolsky V.A.* Excitation of the oxygen Nightglow on the terrestrial planets // *Planet. Space Sci.* 2011. V. 59. Iss. 8. P. 754–756.
16. *Bates D.R.* Oxygen band system transition arrays // *Planet. Space Sci.* 1989. V. 37. N. 7. P. 881–887.
17. *Антоненко О.В., Кириллов А.С.* Моделирование спектра свечения ночного неба Земли для системам полос, излучаемых при спонтанных переходах между различными состояниями молекулы электронно-возбужденного кислорода // *Изв. РАН. Сер. физическая*. 2021. Т. 85. № 3. С. 310–314.
18. *Антоненко О.В., Кириллов А.С.* Моделирование интенсивности свечения полос Чемберлена и Герцберга I в ночном небе Земли и сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными // *Геомагнетизм и аэронавтика*. 2022. Т. 62. № 5. С. 661–670.
19. *Перминов В.И., Семенов А.И., Шефов Н.Н.* Дезактивация колебательных состояний молекул гидроксила атомарным и молекулярным кислородом в области мезопаузы // *Геомагнетизм и аэронавтика*. 1998. Т. 38. № 6. С. 642–645.
20. *Sheese P.E., McDade I.C., Gattinger R.L. et al.* Atomic oxygen densities retrieved from Optical Spectrograph and Infrared Imaging System observations of O₂ A-band airglow emission in the mesosphere and lower thermosphere // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. Art. ID. D01303.
21. *Gagne M.-E., Melo S.M.L., Lefevre F. et al.* Modeled O₂ airglow distributions in the Martian atmosphere // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. Art. ID. E06005.
22. *Семенов А.И., Перцев Н.Н., Шефов Н.Н. и др.* Расчет высотных профилей температуры и концентрации атмосферы на 30–110 км // *Геомагнетизм и аэронавтика*. 2004. Т. 44. № 6. С. 835–840.

УДК 523.42.

ВСПЫШКИ МОЛНИЙ В ОБЛАЧНОМ СЛОЕ ВЕНЕРЫ ОБНАРУЖЕНЫ В БЛИЖНЕМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

©2024 г. Л.В. Ксанфомалити¹¹Институт космических исследований РАН, Москва, РоссияПоступила в редакцию 01.09.2019 г.¹

После доработки 15.08.2023 г.

Принята к публикации 25.08.2023 г

Венера была первой среди планет Солнечной системы, в атмосфере которой были обнаружены электрические явления, подобные молниям в атмосфере Земли. Электрические разряды (молнии в атмосфере Венеры) были открыты в 1978 г. в миссиях «Венера-12, -11» и *Pioneer Venus* по их электромагнитному излучению. Парадокс, однако, заключался в том, что поиски оптических вспышек оставались безуспешными в течение сорока последующих лет. В 2015 г. на орбиту спутника Венеры был выведен аппарат *AKATSUKI* японского космического агентства JAXA. Он был предназначен для поиска молний и других исследований метеорологии Венеры путем регистрации излучения в выбранных спектральных диапазонах. В 2016 г. орбитальный аппарат *AKATSUKI* успешно выполнил подробные наблюдения Венеры в ближнем ИК-диапазоне в «окнах прозрачности» атмосферы планеты, а также в ультрафиолетовом и других диапазонах. В статье приводятся результаты альтернативного поиска и успешного обнаружения вспышек молний по данным проекта *AKATSUKI*, но не в ультрафиолетовом и не в видимом, а в ближнем ИК-диапазоне. Сопоставление результатов расчета, основанного на моделях земных молний, с результатами измерений, выполненных камерой IR2 миссии *AKATSUKI* на Венере на волне 2.26 мкм, показывает близкое совпадение экспериментальных и расчетных данных.

DOI: 10.31857/S0023420624010052

ВВЕДЕНИЕ

Электрические явления в атмосфере Венеры были открыты в 1978 г. [1, 2] – 21 и 25 декабря приборы «Гроза» на спускаемых аппаратах «Венера-12, -11» зарегистрировали многочисленные электромагнитные импульсы типа земных атмосфериков в диапазоне 10–80 кГц. Через три дня такой же результат, но в моде вистлера, был получен с помощью прибора OEFD на орбитальном аппарате *Pioneer Venus* [3–5]. В 1982 г. эксперимент «Гроза» был успешно повторен на спускаемых аппаратах «Венера-13, -14».

Признаком электрических разрядов было их импульсное электромагнитное излучение в диапазоне 10–80 кГц. Яркие вспышки молний относятся к основным свойствам земных гроз. Но на Венере сопутствующие оптические вспышки не наблюдались, хотя их поиск был организован сначала на орбитальных модулях тех же аппаратов «Венера-12, -11» и *Pioneer Venus* [6, 7], а в дальнейшем на пролетных аппаратах *Galileo*,

Cassini и орбитальных аппаратах «Венера-15, -16» и *Venus Express*. Поиск вспышек велся на ночной стороне планеты. Во всех случаях уверенно регистрировались частые электромагнитные разряды (скорость счета до 30 с⁻¹), но при отсутствии оптических вспышек.

Интерес к электрическим атмосферным разрядам на Венере связан, в частности, с вопросом о происхождении малых составляющих в ее атмосфере. Молнии, с одной стороны, разрушают молекулярные связи среды в канале разряда, с другой – вызывают быстротекущие химические реакции с появлением новых неравновесных химических соединений, которые в том числе могут быть связаны с последующими биохимическими процессами. Общеизвестно образование в грозах озона.

Схема экспериментов по регистрации электромагнитного излучения и поиску вспышек представлена на рис. 1. Орбитальный аппарат *Pioneer Venus* находился на орбите с очень низким перицентром, около 150 км. Спускаемые аппараты «Венера» парашютировали в плотной атмосфере, опускаясь со скоростью 600 м/с.

¹ Рукопись статьи найдена И.В. Шульгиной и С.Г. Коростелевым в архиве Л.В. Ксанфомалити в январе 2023 г.

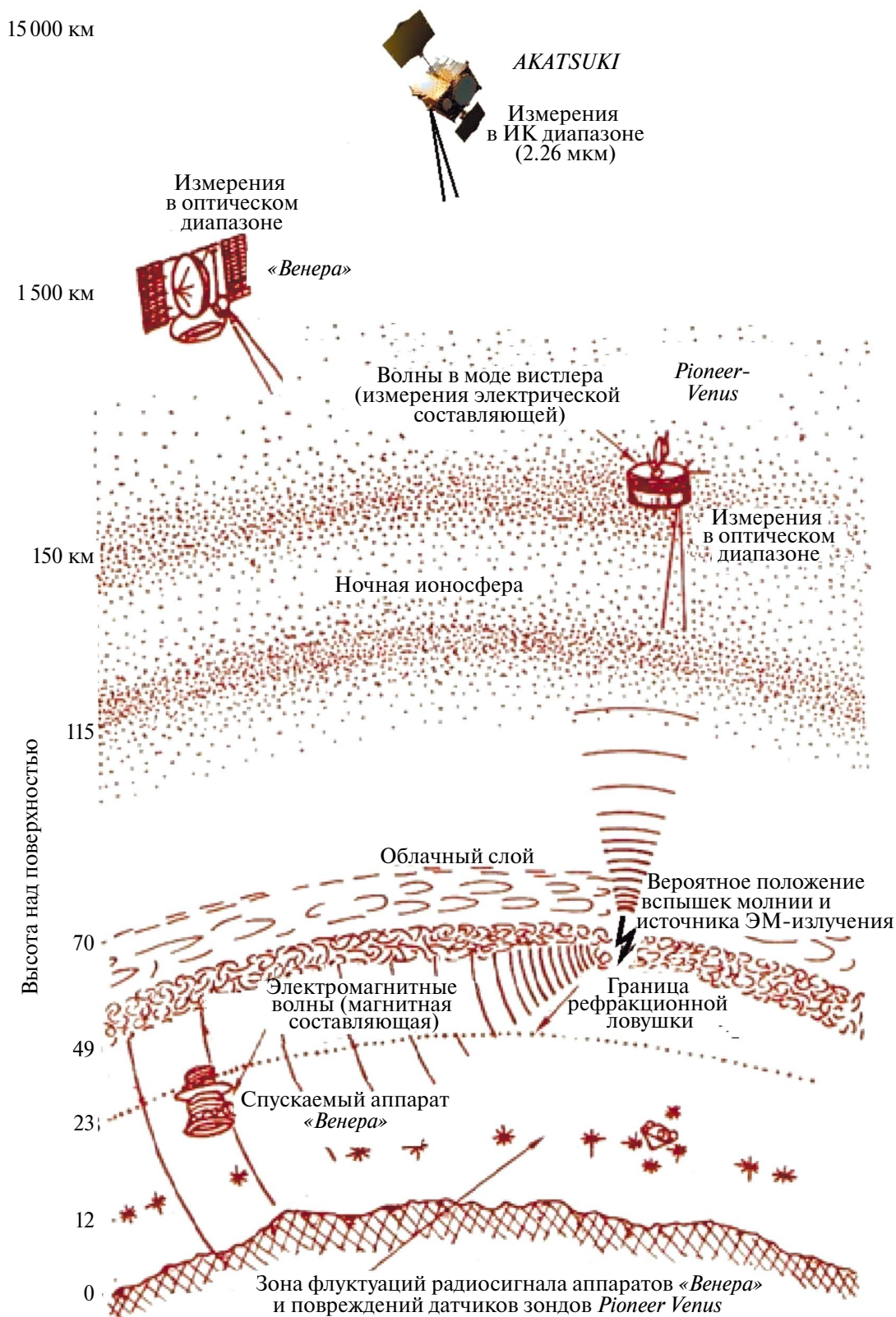


Рис. 1. Сравнительная схема работы аппаратов «Венера», *Pioneer Venus* и *AKATSUKI* при регистрации электромагнитного излучения молний и поиске их оптических вспышек.

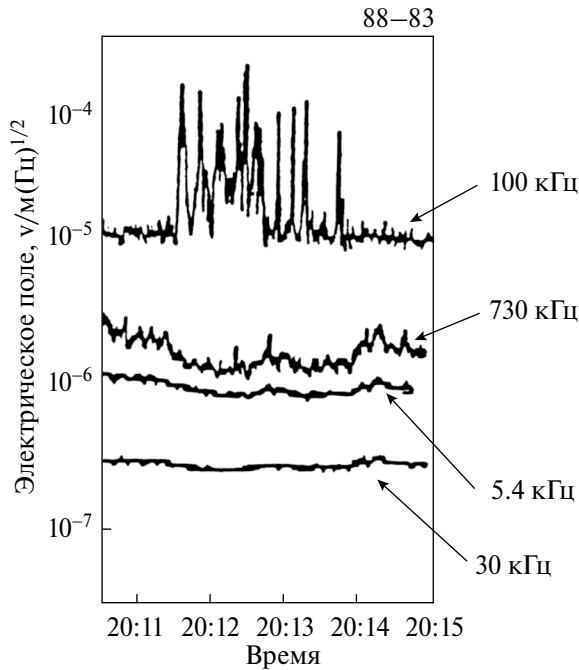


Рис. 2. Импульсы электромагнитного излучения, зарегистрированные 08.II.1979 г. прибором OEFD на борту орбитального модуля *Pioneer Venus*, Орбита 66. Импульсы наблюдались в низком перицентре орбиты аппарата.

Перицентр аппарата *AKATSUKI* изменялся от 1000 до 10 000 км над поверхностью.

Орбитальный модуль *Pioneer Venus* с прибором OEFD находился выше ионосферы планеты. Приемник OEFD имел поддиапазоны в области низких и очень низких частот: 30 кГц, 5.4 кГц, 730 Гц и 100 Гц. Излучение (в режиме вистлера, т.е. волны, распространяющейся вдоль магнитной силовой линии) регистрировалось вблизи перицентра орбиты. Напомним, что у Венеры нет собственного дипольного магнитного поля, а поле, наведенное во взаимодействии с «солнечным ветром», вообще говоря, может иметь случайное направление.

На рис. 2 приведен пример регистрации ЭМ-излучения приемником OEFD в начальной серии наблюдений [4, 3]. Авторы указывали на три свойства зарегистрированных импульсов, присущих волне в режиме вистлера: сигнал наблюдается только в диапазоне 100 Гц, напряженность магнитного поля более 10 нТ, поле направлено к поверхности и пересекает ее. Несмотря на указанные ограничения, в эксперименте OEFD подобные результаты были получены в многочисленных проходах перицентра орбиты.

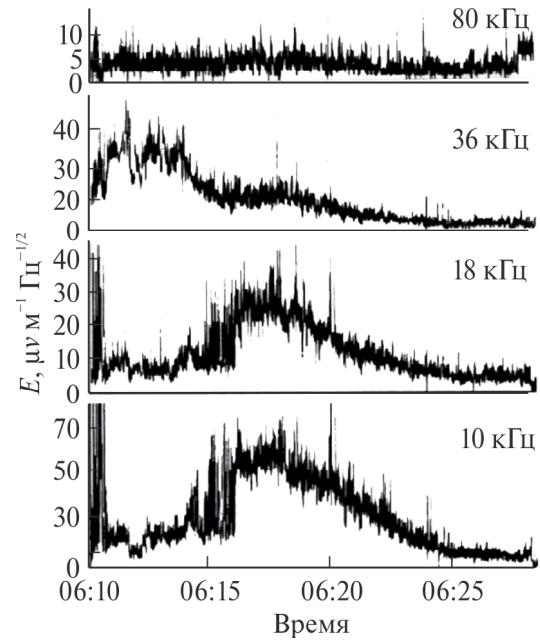


Рис. 3. Напряженность поля многочисленных электромагнитных импульсов, зарегистрированных 25.XII.1978 г. прибором «Гроза» на спускаемом аппарате «Венера-11», отнесенных к молниям. Фрагмент записи от высоты 10 км до поверхности. Причина различий напряженности на частотах 18 и 36 кГц осталась неизвестной.

Приемник «Гроза» на аппаратах «Венера-11» — «Венера-14» был в преимущественном положении по сравнению с OEFD и регистрировал длинноволновое излучение источников, вероятно удаленных на тысячи километров (рис. 3). Благодаря высокой плотности атмосферы, длинноволновое излучение испытывает сильную рефракцию, образуя своеобразную ловушку, отклоняющую

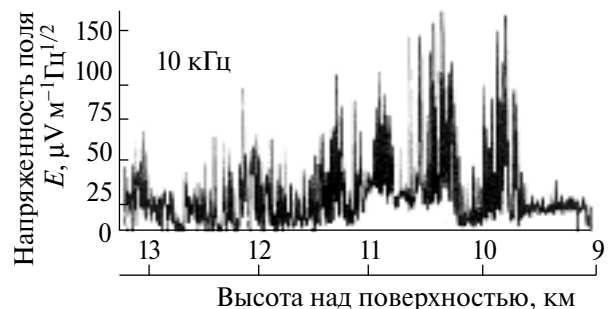


Рис. 4. Периодические изменения напряженности поля от удаленного источника, зарегистрированные прибором «Гроза» на аппарате «Венера-11», вращающемся при спуске в атмосфере планеты. Периодичность возникала благодаря эффекту направленности рамочной антенны прибора.

волну к поверхности [8]. Образуется необычный рефракционный «волновод». Наряду с монотонным характером изменения напряженности поля (до $80 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ Гц}^{1/2}$) наблюдались его периодические изменения (рис. 4).

Периодичность возникала благодаря ограниченному угловым размерам удаленного источника и вращению аппарата. Приемник «Гроза» имел петлевую (рамочную) антенну, диаграмма направленности которой имела форму «восьмерки». Как было показано в работе [4], источник был локальным и находился на расстоянии менее тысячи километров. Его импульсы имели более высокую амплитуду по сравнению с фоном, напряженность поля на частоте 10 кГц достигала $100 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ Гц}^{1/2}$ (рис. 4). Можно было сделать вывод, что удаленным источником может быть локальная гроза. Рассматривалось и предположение о другой природе источника импульсов, возможно, привязанного к какому-то объекту на поверхности планеты.

Как уже отмечалось, результаты, подобные показанным на рис. 2–4, были получены и на других аппаратах, работавших у Венеры. Но, начиная с момента открытия, многолетние поиски вспышек молний, которые должны были бы сопровождать электромагнитные импульсы, оставались безрезультатными.

Опубликовано много работ, в которых авторы предлагают то или иное объяснение этому парадоксу. Подробные сведения о проведенных поисках вспышек можно найти в обзоре *Lightning detection on Venus: a critical review* [9]. Автор указывает, что на 2018 г. по теме было опубликовано 180 работ. Отметим, что задача поиска молний относилась также к главным исследованиям орбитальной миссии *AKATSUKI* Японского космического агентства JAXA. Поиск велся в УФ-диапазоне (365 нм) на ночной стороне планеты специально сконструированным инструментом LAC с высокой частотой опроса [10]. О результатах поиска не сообщается.

ВЫБОР СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА ДЛЯ ПОИСКА ВСПЫШЕК

Возможная причина отсутствия наблюдений вспышек при электрических явлениях в атмосфере Венеры рассматривалась автором в ряде опубликованных статей. Если разряды происходят в нижних слоях облаков, значительная экстинкция в оптическом диапазоне настолько ослабляет вспышки, что их регистрация со спутников Венеры становится невозможной [1, 11].

Автору однажды довелось наблюдать сильную земную грозу с самолета, летевшего ночью высоко над грозовыми облаками. В местах вспышек вместо молний на облаках возникали светящиеся многокилометровые круги правильной формы с убывающей к краям яркостью. Сами молнии видны не были. Так проявляется рассеяние света вспышки в сильно рассеивающей среде. Но в обнаружении вспышек молний на Венере ситуация была другой.

В случае Венеры оптическая толща облаков т очень значительна. Она аккуратно измерялась на спускаемых аппаратах, от «Венеры-9» до «Венеры-14», и на зондах миссии *Pioneer Venus*, причем разброс значений очень велик, от 20 до 38 и даже до 50 («Венера-13») в диапазоне $400\text{--}1150 \text{ нм}$ [12]. Сильно ослабленное излучение (до величины $e^{-\tau \sec z}$, где z — зенитный угол для излучения, покидающего атмосферу, τ — оптическая толщина от источника света (молнии) до верхней границы атмосферы (по вертикали)) в оптическом диапазоне практически не достигает детекторов. Почему столь очевидная причина в обзоре [9] не приводится — остается непонятным. В рассматриваемых ниже случаях вспышки наблюдались в разрывах облаков, в инфракрасном диапазоне.

Величина экстинкции значительно ниже в ближнем ИК-диапазоне (2 мкм), но необходимых данных в исследованиях Венеры долго не удавалось найти. В составе миссии *Venus Express* выполнялся подобный эксперимент *Virtis* (см., например, [13]), но объем полученных данных был ограничен. Поэтому, когда в 2016 г. в ИК-экспериментах с камерой IR2 миссии *AKATSUKI* был получен богатый наблюдательный материал (<http://www.darts.isas.jaxa.jp/planet/project/akatsuki/ir2.html.en>, сайт JAXA DARTS), именно результаты этих наблюдений и материалы опубликованных статей [14] были положены в основу поиска вспышек молний в настоящей работе.

Для изучения структуры ночных облаков в камере IR2 предназначались узкие полосы у 1.775 и 2.26 мкм . Экстинкция минимальна на волне 2.26 мкм , поэтому именно снимки « 2.26 мкм » камеры IR2 использованы в настоящей работе. Фактически центр полосы находится у 2.27 мкм , а ее ширина около 0.052 мкм . Рассеяние определяется радиусом частиц r как $2\pi r/\lambda$, поэтому рассеяние на волне 2.26 мкм в четыре раза ниже, чем на волне 0.55 мкм и в шесть раз ниже, чем в полосе поиска молний в эксперименте LAC. Действительные значения экстинкции удаётся получить путем расчетов, основанных непосредственно на калибровочных данных камеры

IR2 миссии *AKATSUKI*. В рассматриваемых ниже разрывах облаков экстинкция составила $0.20\text{--}0.27\text{ км}^{-1}$. Для поиска молний ИК-изображения обладают важными преимуществами перед изображениями в оптическом диапазоне. Большинство ИК-снимков было получено с 7-секундной экспозицией. Помимо того что рассеяние меньше в шесть раз за счет отношения $2\pi r/\lambda$, есть и другое преимущество. Благодаря высокой яркости вспышек их изображения постепенно накапливаются на матрице детектора, фактически записываются в течение 7-секундной экспозиции, независимо от кратковременности самой вспышки. Искомые вспышки удалось найти, причем яркость в них доходит до насыщения детектора, хотя предварительный расчет давал не слишком оптимистический прогноз обнаружения. Типичная вспышка земной молнии имеет длительность от 0.2 до 1 с и включает многократные последовательные разряды длительностью около 50 мкс [15–18]. Поэтому, чтобы изображение вспышки длительностью 0.3 с было зафиксировано на матрице детектора, яркость вспышки должна быть не менее чем в 23 раза ($7/0.3$) интенсивнее средних по яркости деталей изображения. Разумеется, важную роль играют линейность и порог насыщения детектора. Успеху поиска сопутствовала важная особенность наблюдений в длине волны 2.26 мкм,

рассматриваемая ниже, — вспышки наблюдались в протяженных узких разрывах слоя облаков.

ИЗОБРАЖЕНИЯ, ПОЛУЧЕННЫЕ С КАМЕРОЙ IR2, И ИХ ОБРАБОТКА

В удачные дни с камерой IR2 в фильтре 2.26 мкм удавалось получить до 60 снимков. Подавляющее их большинство имеет невысокое разрешение, всего несколько сотен линий на изображение. Исходя из предварительно сделанных расчетов необходимого разрешения, для поиска молний они интереса не представляют. Но есть небольшое число снимков с высоким разрешением, причем в нескольких случаях они составляют последовательность из 2–3 изображений, что позволяет проследить развитие событий. Качество снимков очень неоднородно, что еще больше ограничивает возможности исследований. Некоторые изображения безупречны, но не все снимки одинаково сфокусированы. Практически лишь около десяти снимков удалось использовать в настоящей работе.

Снимки брались с сайта открытого доступа архива DARTS Японского космического агентства JAXA (<https://www.darts.isas.jaxa.jp/planet/project/akatsuki/ir2.html.en>) и были подвергнуты следующей обработке.

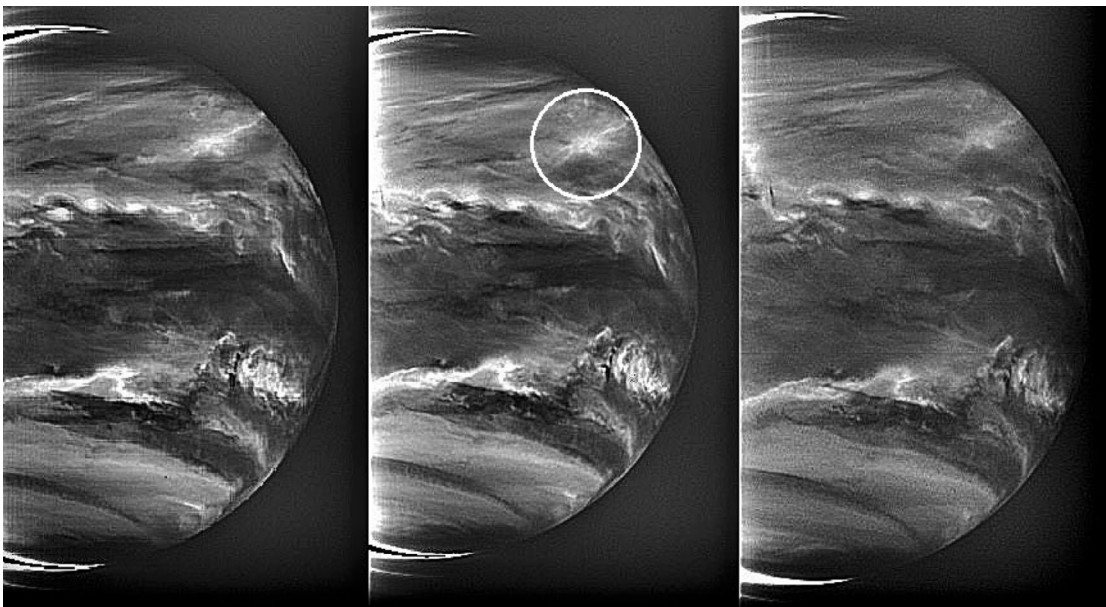


Рис. 5. Ночные снимки в длине волны 2.26 мкм, полученные 13.VIII.2016 г. с интервалами по 2 ч (00:33:33, 02:33:33 и 04:33:33 UTC). Звездообразный *L*-объект с лучами (в кружке) на широте примерно 36° N наиболее четко представлен на среднем снимке (02:33:33). Его размеры около 600 км, лучи уходят на 1000 км.

1. Выбиралась ночная часть конкретного изображения в формате fit, и из архива извлекались его паспортные данные (приводимые в файлах с расширением <.lbl>), например снимок 20.X.2016, ir2_20161020_094833_226_l2b_v10.lbl.

2. На калиброванных изображениях выделялись реперные участки, шкала яркости которых была известна, для сохранения примерной шкалы яркости при дальнейшей обработке.

3. Резкость изображения повышалась с помощью стандартных операций повышения четкости, например программ, использованных для повышения резкости изображений Меркурия [19]. Удобные операции повышения резкости содержатся в известной программе Photoshop. В обработке использовалась вкладка с операцией Unsharpmask умеренной глубины и с последующей операцией Smartsharpen.

4. Уровни «черного» и «белого» можно было аккуратно изменять с помощью программы АІМАР, разработанной В.О. Кахиани [20]. (Таковыми же возможностями обладают многие популярные программы.) Выбирались уровни «черного», позволяющие обнаружить детали с аномальной яркостью.

Следует отметить, что изображения, полученные с камерой IR2, находятся на пределе возможностей современной измерительной техники. Температура детектора поддерживалась на криогенном уровне 45–69 К. Как обработка, так и последующий анализ изображений требуют от исследователя определенной деликатности. Только аккуратно обработанные изображения с тщательно выбранными характеристиками обработки были пригодны к анализу.

Здесь следует подчеркнуть важную особенность снимков камеры IR2. Рис. 5 и последующие снимки нельзя воспринимать как обычный вид сцены, освещенной извне. Скорее его можно представить себе как почти ровный светлый фон излучения средних слоев атмосферы, на который, как диапозитивом, наложено поглощение и рассеяние в слое облаков, расположенных выше, в интервале 49–57 км. Поглощающая облачная среда, согласно [14], состоит в основном из «моды 3» — микрокапель серной кислоты со средними размерами около 3.7 мкм. Таким образом, сравнительно ровный фон излучения горячей атмосферы виден на просвет, сквозь неоднородный слой поглощающих облаков. Фоновое излучение в полосе 2.26 мкм создается в основном горячей атмосферой ниже уровня высот 41 км (температуры 412 К и более). Светлые

области соответствуют низкому, темные — высокому поглощению фонового излучения. Наиболее яркие детали шкалы яркости исходных изображений соответствуют примерно уровню $150 \text{ мВт м}^{-2} \text{ мкм}^{-1} \text{ ср}^{-1}$, самые темные — уровню примерно $20 \text{ мВт м}^{-2} \text{ мкм}^{-1} \text{ ср}^{-1}$.

Название приводимых снимков расшифровывается как номер витка орбиты аппарата AKATSUKI, дата и время начала экспозиции.

Количество успешных наблюдений достигло своего максимума в августе — сентябре 2016 г. Наблюдения прекратились в декабре 2016 г., но причиной была не камера IR2, а проблема с электроникой контроллера изображения. Последнее лучшее изображение было получено в октябре 2016 г.

АНАЛИЗ ГРУППОВЫХ ВСПЫШЕК

Главные результаты работы, приводимые далее, относятся к ночным группам вспышек. Их долго не удавалось найти. Но дальнейший анализ изображений, полученных камерой IR2 в полосе 2.26 мкм, позволил обнаружить снимки с несомненными частыми вспышками молний, по характеристикам предположительно близким к земным нормальным молниям.

Три снимка от 13.VIII.2016. Как отмечалось выше, подавляющее большинство снимков камеры IR2 на длине волны 2.26 мкм имеют низкое разрешение. Снимков с высоким разрешением немного. Три ночных снимка безукоризненного качества, с высоким разрешением, r0023 (номер орбиты), 20160813 (дата в формате ГГГГММДД), 003333, 023333 и 043333 (время UTC в формате ЧЧММСС), были получены с интервалами 2 ч. Они приведены на рис. 5. Планетоцентрическая высота аппарата составляла 151.4 тыс. км. Координаты подспутниковой точки на среднем снимке $3.45^\circ \text{ N}/46.7^\circ \text{ E}$ (различия координат точки на снимках невелики). Контрастная система светлых и темных полос напоминает пояса и зоны Юпитера, но сходство, конечно, только внешнее. Наиболее четкий рисунок — средний, 023333. Светлая полоса, которая проходит примерно вдоль северной широты 20° , распадается на периодические волнообразные сгущения, разделенные интервалами по 9° . Выше на снимках, на широте около 36° и в 30° к востоку от центра среднего снимка (центр 3.45° N и 46.7° E) находится интересное метеорологическое образование (в белом кружке), назовем его *L*-объектом. Это яркая кольцевая структура диаметром около 600 км с исходящими радиально направленными лучами, отходящими

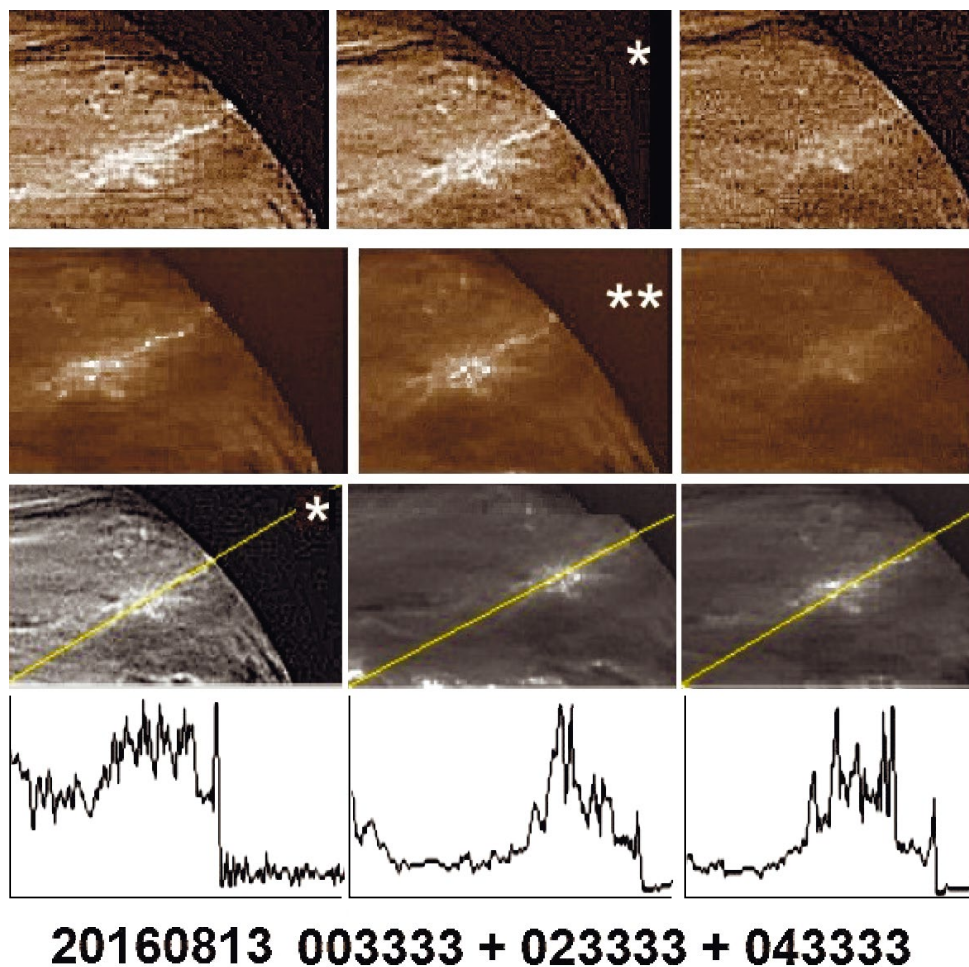


Рис. 6. Верхний ряд — *L*-объект на трех последовательных снимках, второй ряд — те же снимки со смещенным вверх уровнем черного, ряды 3 и 4 — распределение яркости вдоль линий сечения изображений второго ряда.

на расстояние до 1000 км. В центре структуры видна яркая деталь.

Ее координаты, если их относить к поверхности, примерно 36° N и 86° E (западная часть *Asteria Regio*). По виду *L*-объект с его радиальной периферией напоминает ночные снимки наиболее крупных земных городов. Автору неизвестно, к какому типу объектов земной метеорологии следовало бы отнести *L*-объект, во всяком случае, на циклоны он не похож, а для следов метеоритного удара он слишком велик. Некоторые предположения приводятся ниже.

Верхний ряд на рис. 6 повторяет вид *L*-объекта. В тех случаях, когда разрядность исходного снимка допускает, можно выделить какой-то интервал яркостей изображения, чтобы подчеркнуть малозаметные детали. Для этого можно применить смещение уровня черного или гамма-коррекцию. Гамма-коррекция является

операцией нелинейной, поэтому смещение уровня черного предпочтительнее. Операция напоминает наблюдение яркого объекта сквозь затемненный фильтр. Данные по калибровке исходных снимков взяты из работы [14]. Если порог воспроизводимых яркостей («уровень черного») поднять до $130\text{--}150 \text{ мВт м}^{-2} \text{ мкм}^{-1} \text{ ср}^{-1}$, *L*-объект превращается в группы многочисленных ярких точек размерами от одного до четырех пикселей (второй ряд на рис. 6), расположенных по-разному на трех последовательных снимках. Один пиксел в центре рис. 5 соответствует 29 км.

Кроме положения уровня черного, критическим условием выделения ярких точек является четкость изображения. Последний снимок (043333) был недостаточно сфокусирован при съемке, и исправить этот дефект не удалось. Поэтому здесь яркие точки размыты и видны плохо. Звездочками помечен средний, наиболее

удачный снимок (023333). В третьем и четвертом рядах рис. 6 показаны сечения, проходящие через *L*-объект. Как можно видеть, во всех случаях яркие точки соответствуют уровню насыщения элемента матрицы, накоплены за короткий интервал в течение 7-секундной экспозиции и принадлежат источникам радиации, примерно в четыре раза превышающим самые яркие протяженные участки изображений. Трудно найти и объяснить другое их происхождение, кроме вспышек молний. Причем на снимках виден не рассеянный облаками свет грозы, а сами вспышки, на что указывают регистрация событий единичными пикселями и их насыщение. Соответствует ли ядро *L*-объекта рисунка полному разрыву облаков или только их значительному утоньшению, судить трудно. В любом случае оптическая толща среды над ним невелика.

О природе *L*-объекта можно строить разные предположения. Обращают на себя внимание его огромные масштабы, а его упорядоченная структура не повторяется ни на одном из других

снимков и скорее должна быть связана с локальными особенностями конвекции. Например, в работах [21] и [22] приводились вероятные свидетельства происходящих на Венере грандиозных вулканических извержений. Конвекция над ними могла бы быть возможным объяснением.

Снимок, сделанный 20.X.2016. Не менее интересным оказался одиночный снимок r0030 20161020 094833, сделанный 20.X.2016 г. с расстояния 202 тыс. км от верхней границы облаков (рис. 7). Яркая полоса в экваториальном поясе (слева на рис. 7а) оказалась неоднородной.

Порог воспроизводимых яркостей на рис. 7б, в центре, был установлен на уровне около $140 \text{ мВт м}^{-2} \text{ мкм}^{-1} \text{ ср}^{-1}$. При повышении уровня «черного» светлая полоса распадается на отдельные яркие пиксели (в насыщении), одиночные или объединенные по два или четыре. Протяженность активной области 1300, ширина от 100 до 340 км.

Все, даже наиболее светлые остальные детали снимка оказались ниже этого уровня

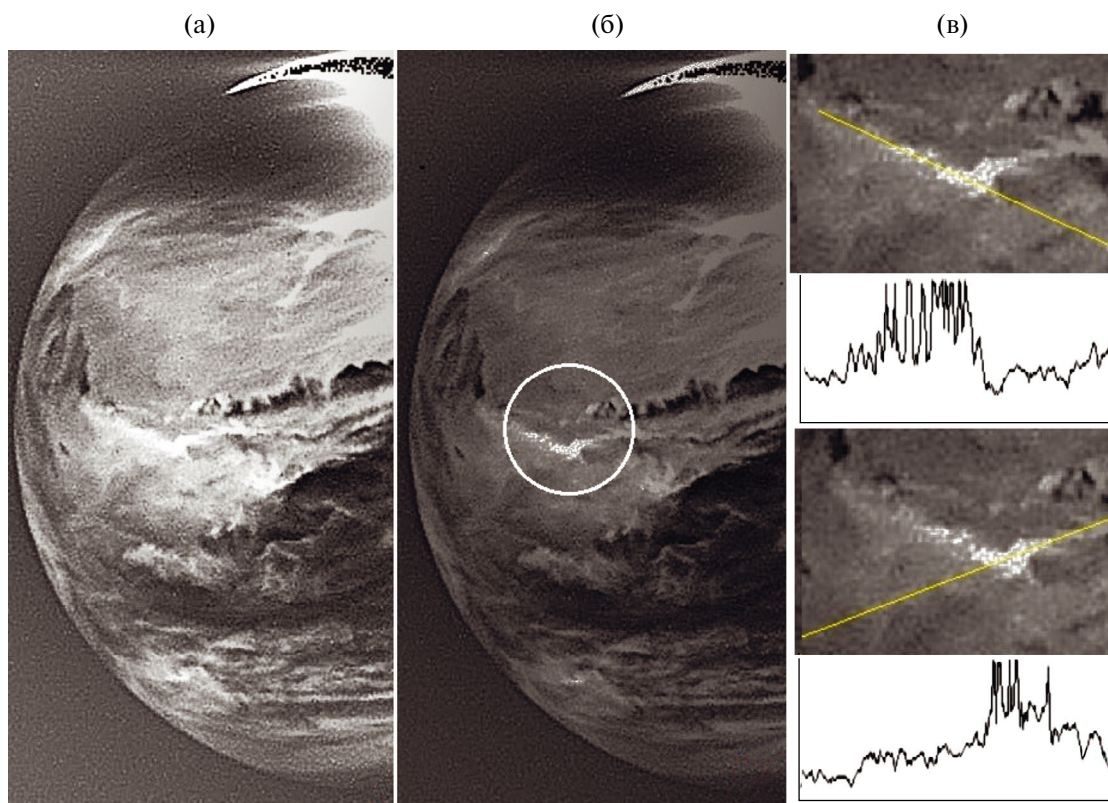


Рис. 7. На рисунке а — исходный снимок, сделанный 20.X.2016 г. в 09:48:33 UTC, с яркой полосой в экваториальной области. Координаты подспутниковой точки 8.26° S , 182° E . На рисунке б — тот же снимок с порогом воспроизводимых яркостей $> 140 \text{ мВт м}^{-2} \text{ мкм}^{-1} \text{ ср}^{-1}$. На рисунке в — распределение яркости вдоль линий сечения. Все яркие точки соответствуют уровню насыщения элементов детектора.

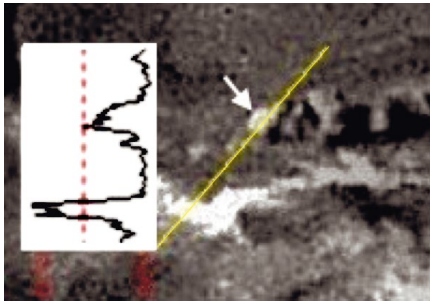


Рис. 8. Фрагмент изображения рис. 7в, показывающий небольшое пятно, где около 10 вспышек были зарегистрированы сквозь облачную среду с оптической толщиной около 0.7.

($140 \text{ мВт м}^{-2} \text{ мкм}^{-1} \text{ ср}^{-1}$), и только широкая полоса выделяется многочисленными яркими точками. Следует отметить, что разрешение на снимке r003020161020094833 уступает рис. 5 на 33%, а размер одного пиксела соответствует 39 км на облачном слое. По-видимому, полоса оказалась разрывом облаков над уровнем гроз, обнажающим многочисленные вспышки молний, соответствующие на рисунке деталям размером 1–4 пиксела. Ни одна из других деталей изображения подобной структуры не обнаруживает. Ближе к лимбу, в верхней и нижней частях рисунка видны небольшие группы из нескольких ярких пикселей.

Что касается ослабленного облаками излучения вспышек, их можно обнаружить лишь там, где оптическая толщина среды невелика. Так, в 600 км к северу от центра скопления вспышек, на рис. 7в можно видеть небольшое пятно, показанное стрелкой на рис. 8. Пятно включает около 10 вспышек, зарегистрированных за 7 с. Здесь небольшая часть грозового района накрыта облачной средой. Если считать, что отношение высот пиков на диаграмме рис. 5 близко к 2 (т.е. $e^{-\tau_{\text{sec}} z} = 0.5$), то оптическая толщина τ среды над грозой невелика, около 0.7. Возвращаясь к упоминавшейся выше особенности земной грозы, где извне молнии наблюдались как размытые яркие пятна, можно видеть, что размытие вспышек на рис. 5–7 незначительно. Кроме разрыва надоблачной среды над вспышками, само рассеяние в 2.26 мкм более низкое, а высоты, где происходят разряды, можно указать только приблизительно (около 49 км).

К особенностям явления следует отнести ясную видимость вспышек в разрывах на рис. 7, отличающую их от упоминавшегося в начале статьи сильного рассеяния света вспышек средой над земными молниями. Это обстоятельство также позволяет исключить их связь со странной зоной на высоте 12–13 км, обсуждавшуюся в разделе «Молнии» книги Л. В. Канфомалити [12]. Зона была обнаружена по повторяющемуся

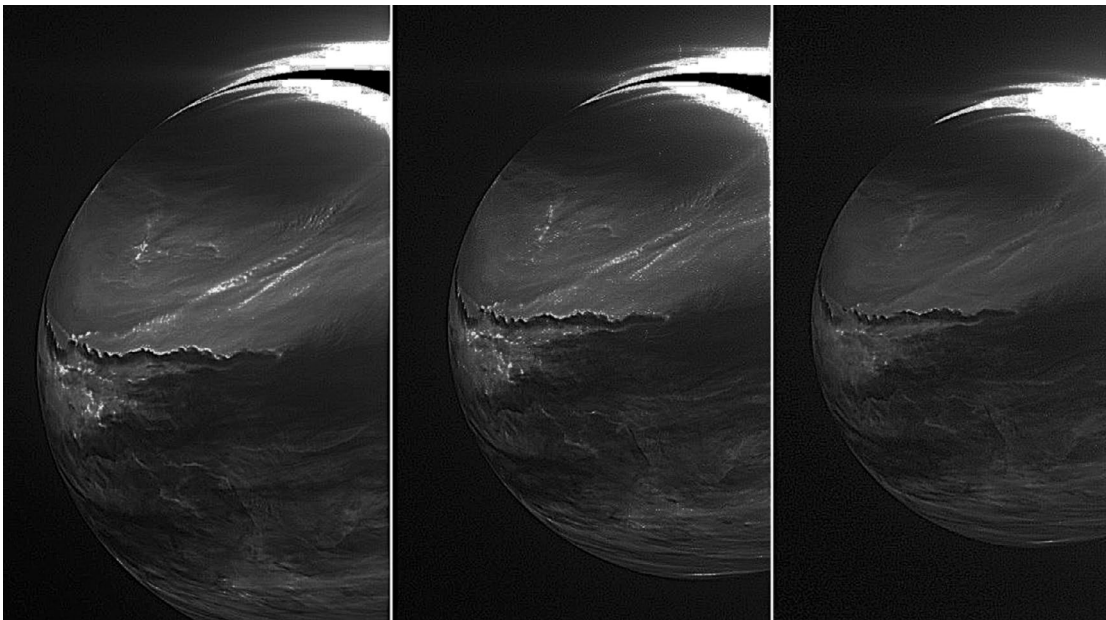


Рис. 9. Точечные следы предполагаемых вспышек молний в северном полушарии вдоль линий частичного или полного разрыва облаков. Снимки сделаны 19.X.2016 г. с интервалом 2 ч (слева направо в 14:33:32, 16:33:33 и 18:33:33 UTC) при планетоцентрической высоте аппарата 123 278 км. Порог воспроизводимых яркостей был установлен на уровне около $140 \text{ мВт м}^{-2} \text{ мкм}^{-1} \text{ ср}^{-1}$.

аномальному фазовому сдвигу радиосигналов аппаратов «Венера» и повреждению внешних датчиков зондов *Pioneer Venus*.

Три снимка ночного западного полушария, полученные 19.X.2016. Интересны группы ярких точек глобальной протяженности, образующих полосы на рис. 9, где показаны три снимка для орбиты r0030, 20161019 143332, 163333 и 183333 (слева направо), за 19.X.2016. Снимки обладают высоким разрешением (один пиксел в центре рис. 9 соответствует квадрату 19×19 км на облачной поверхности), но сфокусированность изображения на последнем снимке (183333) хуже других. Как и на рис. 5–7, порог воспроизводимых яркостей был установлен на уровне около $140 \text{ мВт м}^{-2} \text{ мкм}^{-1} \text{ ср}^{-1}$, что позволило выделить две наклонные полосы протяженностью примерно 4–6 тыс. км, отличающиеся многочисленными яркими точками, состоящими из 1–4 пикселов. Несмотря на сходство последовательных изображений, видно, что положение точек вдоль полос, их группы и распределение максимумов за 2 ч заметно сместились.

По аналогии с рис. 7 можно предположить, что яркие точки вспышек представляют собой зарегистрированные за 7 с молнии в полосах разрывов или в местах значительной разреженности облачного покрова. Западнее на рис. 7, примерно на той же широте, что и полосы, на первом снимке видна линейно расположенная группа ярких точек. На втором снимке они образуют сектор круга, который замечен также на третьем снимке. На других изображениях подобные глобальные структуры не обнаружены, возможна ли их связь и положение с периодичностью динамических процессов в атмосфере, остается неизвестным.

СВОЙСТВА МОЛНИЙ НА ВЕНЕРЕ

Приведенные выше результаты позволяют рассчитать, какими физическими свойствами должны обладать атмосферные разряды на Венере. Предполагая, что они подобны молниям в атмосфере Земли, напомним основные характеристики последних (табл. 1) согласно работам [15–18]. По каждому параметру имеется широкий разброс имеющихся измерений.

В камере IR2 при работе с фильтром 2.26 мкм использовались в основном экспозиции 6.97 с, пропускание фильтра 0.67, ширина полосы 0.052 мкм, центр 2.27 мкм. Угловой размер поля единичного пиксела составлял $1.98286 \cdot 10^{-4}$ рад, насыщение достигалось при яркости протяженного источника $664 \text{ мВт м}^{-2} \text{ мкм}^{-1} \text{ ср}^{-1}$. На поверхности облачного слоя на рис. 6 размер поля составлял 29×29 км, а на рис. 9 – 19×19 км.

Камера IR2 была калибрована в яркостях протяженной поверхности. Расчет яркости построен на модели земной молнии, основанной на приведенных выше данных.

Предполагается, что состояние элемента матрицы определялось энергией, поглощенной в течение экспозиции. Поэтому поле пиксела регистрировалось как элемент осредненной яркости протяженного источника и выражалось в единицах $\text{мВт м}^{-2} \text{ мкм}^{-1} \text{ ср}^{-1}$, независимо от того, какую часть поля пиксела S занимала вспышка ΔS . Принималось, что среднее поле пиксела составляет квадрат 24×24 км. Естественно, сама вспышка была намного ярче. Чтобы перейти к ее свойствам, необходимо учесть фактор ΔS . У земных молний вспышка состоит из нескольких коротких экспоненциально затухающих разрядов, каждый по 50–100 мкс,

Таблица 1. Земные молнии

Протяженность канала молнии облака – земля	1–10 км, максимальная зарегистрированная 321 км
Разветвленные каналы молнии облако – облако, суммарная протяженность ветвлений	30 км и более
Диаметр канала-лидера	до 4 м
Диаметр канала основного разряда	5–50 см
Длительность разряда	0.2–0.4 с, реже до 1.5 с, max 7.74 с
Ток в разряде	10–300 кА, в 50% случаев около 20 кА
Разность потенциалов облако – земля при грозе	10^6 – 10^9 В, max $1.6 \cdot 10^{12}$ В
Температура в канале разряда	средняя 9500 К, max до 30 000 К
Отношение излучения черного тела в полосе 2.26 мкм к полной излучаемой мощности (температура в канале $T = 10\,000$ К)	0.015 (на полосу 1 мкм)
Излучение канала в оптическом диапазоне	870 Дж/м

с общей длительностью Δt от 0.2 до 1 с. Вспышка межоблачной молнии образует многочисленные ветвления, которые суммарно могут достигать нескольких десятков километров. Ветвления не обязательно строго синхронные. Суммарная длина ветвлений разряда принята равной размеру пиксела, 24 км, диаметр канала 0.2 м, отношение $\Delta S/S = 0.833 \cdot 10^{-6}$. Длительность экспозиции $\tau = 7$ с, Δt принято 0.3 с. Отношение $\Delta t/\tau = 0.043$ характеризует ослабление вспышки, отнесенной к длительности экспозиции. Ослабление за счет пропускания фильтра учтено в калибровочных данных камеры. Высокая яркость точечных источников на рис. 5–7, которая предполагает разрывы плотного облачного слоя, конечно, не исключает экстинкции над разрывами, которая в диапазоне 2.26 мкм невелика, около 0.2 км^{-1} , по опубликованным данным. Температура канала молнии принималась $T = 10\,000 \text{ К}$. Точная функция источника неизвестна, но спектр излучения близок

к чернотельному. Излучение рассчитывалось с помощью функции Планка для длины волны $\lambda = 2.26 \text{ мкм}$. Как показано на рис. 6 и 7, вспышки регистрировались в насыщении (яркость $B_{2.26}$ более $664 \text{ мВт м}^{-2} \text{ мкм}^{-1} \text{ ср}^{-1}$). Таким образом, если молнии на Венере имеют такие же характеристики, как на Земле, то расчетное значение $B_{2.26}$ должно несколько превышать указанную величину. Именно на это и указывает расчет по формуле Планка:

$$B_{2.26} = (\Delta S/S) \cdot (\Delta t/\tau) \cdot C_1/\lambda^5 [\exp(C_2/\lambda T) - 1] = 803 \text{ мВт м}^{-2} \text{ мкм}^{-1} \text{ ср}^{-1}.$$

Совпадение экспериментальных и расчетных значений не может быть случайным и подтверждает, что на снимках рис. 5–9 зарегистрированы именно разряды молний. Разумеется, принятые характеристики модели молнии можно варьировать. Энергия, выделяемая в разряде земных молний, оценивается в широких пределах, от $3 \cdot 10^{10}$ до 10^{14} Дж (от 10^4 А и 10^7 В до

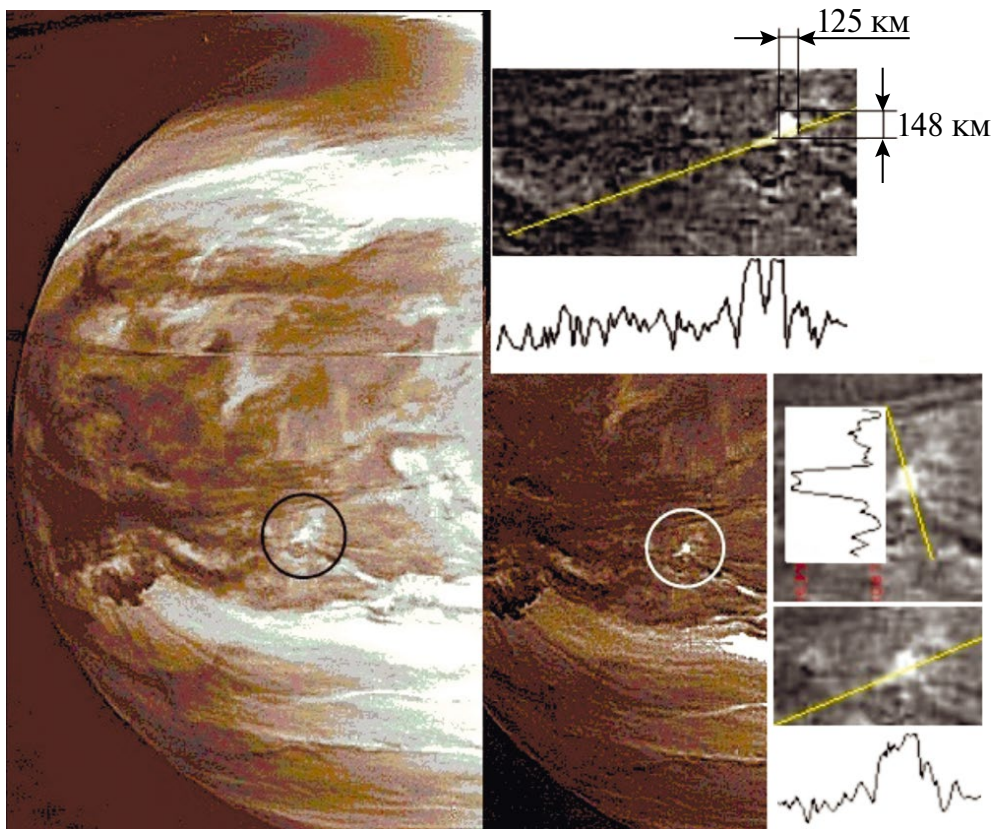


Рис. 10. Отдельные неповторяющиеся точечные детали, некоторые с лучами, обладают высокой яркостью, вплоть до уровня насыщения детектора. Предположительно, их можно отнести к глубоким разрывам облачной среды или к вспышкам супермолний. Яркость вдоль наклонных линий на фрагментах изображений показана диаграммами. Седловина на максимуме графиков обычно указывает на достигнутый уровень насыщения детектора. Снимок сделан камерой IR2 25.III.2016 г. в 07:33:33 UTC.

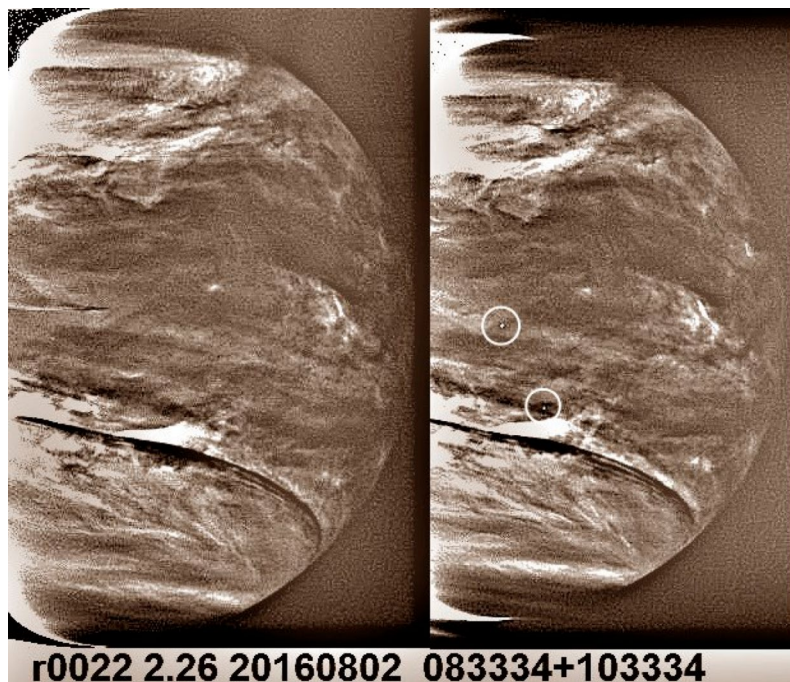


Рис. 11. Яркие точечные объекты имеют размеры около 30–50 км. Пара изображений позволяет сопоставить два снимка, полученных камерой IR2 2.VIII.2016 в 08:33:34 и 10:33:34 UTC, с яркими, до уровня насыщения детектора, мелкими деталями, отсутствующими на левом снимке.

$3 \cdot 10^5$ А и 10^9 В). Вероятно, при общем сходстве то же можно утверждать об энергии, рассеиваемой в разряде молнии Венеры. Что же касается максимальных значений, возможно, они относятся к одиночным объектам, рассматриваемым в следующем разделе.

ОДИНОЧНЫЕ ОБЪЕКТЫ – ТОЧЕЧНЫЕ РАЗРЫВЫ В ОБЛАКАХ ИЛИ СУПЕРМОЛНИИ?

Группы частых вспышек, соответствующие результатам ЭМ-экспериментов, долго не удавалось найти, и вначале поиск был перенаправлен на признаки отдельных разрядов типа земных супермолний с огромной мощностью в разряде, до 10^3 ГВт и более [17, 18]. Такие явления выби-
рались из сравнения последовательных снимков как четкие, но неповторяющиеся детали, иногда с лучами (рис. 10 и 11).

Яркое пятно на рис. 10, в черном кружке, имеет размеры 5–7 пикселей (120–150 км). Средняя длина земной молнии – несколько километров, но максимальная зарегистрированная – более 300 км [17, 18]. Пятно на рис. 10 обладает высокой яркостью, вплоть до насыщения детектора,

что показано наклонными сечениями на рисунке. Учитывая, что столь высокая яркость наблюдалась у пятна площадью $1.5 \cdot 10^4$ км², предположительно, можно отнести это пятно к рассеянному излучению от вспышки супермолнии. Яркость вдоль наклонных линий на фрагментах изображений показана диаграммами, указывающими на насыщение детектора. Но возможно и другое происхождение пятна – локальный разрыв в облаках протяженностью до 150 км. Тогда высокая яркость является следствием высокой температуры излучающей среды. Авторы работы [14] рассматривали возникающие нисходящие потоки, создающие «прозрачные окна». Возможно, такие локальные «окна» могли бы возникнуть в нисходящих потоках.

В работе с камерой IR2 иногда удавалось получить серию снимков облачного покрова Венеры с интервалом по 2 ч, что позволяло проследить эволюцию облачной структуры. К сожалению, снимок r0011 20160325 073333, 2.26 мкм (орбита аппарата r0011, 25.III.2016, начало экспозиции 7 ч 33 мин 33 с), приведенный на рис. 10, – одиночный, последующих снимков за 25 марта нет.

По сравнению с рис. 10 труднее предположить, что яркие неповторяющиеся детали очень

малых размеров, 2–3 пиксела (около 50 км), тоже могут быть «локальными окнами». Как уже отмечалось, светлые детали рисунка соответствуют меньшей плотности поглощающей среды, а узкая темная полоса в нижней части рисунка, возможно, указывает на плотный опоясывающий поток глобальной протяженности. Можно напомнить, что, обобщая результаты телевизионных экспериментов на поверхности Венеры, Селиванов и соавторы [23] отмечали 20–25%-ные изменения освещенности у поверхности, произошедшие за 30 мин, что можно связать с локальными прояснениями или разрывами в облаках [14].

Возникновение глубокого точечного разрыва в облаках (рис. 11) объяснить сложно. Выделенная деталь могла бы быть одиночной супермолнией. Яркие точечные источники отмечены белыми кружками на рис. 11. Снимки были получены 2.VIII.2016 г. Точечные объекты присутствуют только на втором снимке.

Найдено около 10 объектов, подобных показанным на рис. 10 и 11. Интересные сами по себе, они тем не менее не согласуются с высокой частотой (скоростью счета) электромагнитных импульсов на рис. 3. Если происхождение группы ярких точек на рис. 5 и 7 ничем, кроме молний, объяснить не удастся, то одиночные элементы изображения на рис. 10 и 11 можно было бы отнести и к супермолниям, и к точечным разрывам, возникшим неизвестным образом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассеивающие свойства облачной среды Венеры в интервале высот 49–57 км значительно ослабляют яркость вспышек молний, возникающих, согласно рис. 2–6, в нижних слоях облаков. Поэтому уверенная регистрация вспышек возможна лишь в разрывах облаков, а немногочисленные районы ослабленного излучения вспышек можно обнаружить лишь там, где оптическая толща среды невелика.

Сопоставление результатов расчета, основанного на модели земной молнии, с измерениями, выполненными камерой IR2 миссии *AKATSUKI* на Венере, на волне 2.26 мкм, показывает практически полное совпадение экспериментальных и расчетных характеристик молний на Венере и подтверждает, что на снимках камеры IR2 миссии *AKATSUKI* зарегистрированы именно разряды молний.

Сечения на рис. 6 и 7 показывают, что все пики имеют одинаковую высоту,

определяемую уровнем насыщения детектора, $664 \text{ мВт м}^{-2} \text{ мкм}^{-1} \text{ ср}^{-1}$. Поэтому строго определить реальную яркость вспышек не представляется возможным. Тем не менее расчет указывает на величину, лишь на 20% превышающую уровень насыщения. Анализ изображения показывает также, что на прилегающей площади других вспышек практически нет, а возникновение грозы, возможно, связано с образованием разрывов и в них сосредоточено. Размытие вспышек на 4 пиксела скорее связано не с размерами вспышки, а с положением изображения вспышки на матрице относительно элементов детектора.

О природе странного *L*-объекта, показанного на рис. 5–6, можно строить разные предположения. Его упорядоченная структура и огромные масштабы (более 600 км) скорее должны быть присущи каким-то элементам геологии, а не метеорологии, например атмосферным явлениям над большим извергающимся вулканом, например, с масштабами известного извержения Тамбора. Мощная конвекция могла вызвать локальные разрывы облачного слоя и обнажения того интервала высот, где возникали молнии. Следует напомнить, что свидетельства и указания на грандиозные вулканические извержения на Венере впервые приводились еще в 1984 г. [21, 22].

Природа одиночных объектов, обладающих малыми размерами, но очень высокой яркостью, остается неизвестной. Одно из возможных предположений – одиночные супермолнии с энергией до 10^{14} Дж.

Разрывы облаков над уровнем молний, обнажающие грозовую активность, оказались на Венере глобальным явлением, но в разные даты фиксировались неодинаково. Причиной может быть как недостаточное число наблюдений и плохая сфокусированность части изображений, так и физические процессы в атмосфере планеты или их связь с периодичностью суперротации атмосферы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при частичной поддержке грантом Президиума РАН КП19–270 «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований».

Автор выражает благодарность профессору Хироки Кашимура (*англ.* Hiroki Kashimura) за полезные консультации относительно научной нагрузки миссии *AKATSUKI*.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ксанфомалити Л. В.* Молнии в облачном слое Венеры // Космич. исслед. 1979. Т. 17. № 5. С. 747–762.
2. *Ksanfomality L. V.* Discovery of frequent lightning discharges in clouds on Venus // Nature. 1980. V. 284. P. 244–246.
3. *Scarf F. L., Taylor W. W., Russell C. T. et al.* Lightning on Venus: Orbiter detection of whistler signals // J. Geophysical Research. 1980. V. 85. P. 8158–8166.
4. *Ksanfomality L. V., Scarf F. L., Taylor W. W. L.* The electrical activity of the atmosphere of Venus; in “Venus”. Eds. by Hunten D. M. et al. University of Arizona Press, 1983. Tucson. Arizona. USA. P. 565–603.
5. *Scarf F. L., Russell C. T.* Lightning measurements from the Pioneer Venus Orbiter // Geophysical Research Letters. 1983. V. 10. P. 1192–1195.
6. *Borucki W. J.* Comparison of Venusian lightning observations // Icarus. 1982. V. 52. P. 354–364.
7. *Williams M. A., Thomason L. W.* Optical signature of Venusian lightnings as seen from space // Icarus. 1983. V. 55. P. 185–186.
8. *Croft T. A., Price G. H.* Evidence for a low altitude origin of lightning on Venus // Icarus. 1983. V. 53. P. 548–551.
9. *Lorenz R. D.* Lightning detection on Venus: a critical review // Progress in Earth and Planetary Science. 2018. Iss. 5. Art.ID. 34. <https://doi.org/10.1186/s40645-018-0181-x>
10. *Takahashi Y., Yoshida J., Yair Y. et al.* Lightning detection by LAC onboard the Japanese Venus climate orbiter, Planet-C // Space Science Reviews. 2008. V. 137. P. 317–334. <https://doi.org/10.1007/s11214-008-9400-x>
11. *Ксанфомалити Л. В.* Низкочастотное электромагнитное поле в атмосфере Венеры по данным ВЕНЕРЫ-13 и -14 // Письма в Астрономический журнал. 1982. Т. 8. С. 424–428.
12. *Ксанфомалити Л. В.* Планета Венера. М.: Наука ФИЗМАТЛИТ, 1985. 376 с.
13. *Piccioni G., Drossart P., Suetta E. et al.* VIRTIS: The Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer // ESA Spec. Publ. 2007. SP 1295. P. 1–27.
14. *Kashimura H., Sugimoto N., Takagi M. et al.* Planetary-scale streak structure reproduced in high-resolution simulations of the Venus atmosphere with a low-stability layer // Nature communications. 2019. Iss. 10. Art. ID. 23. <https://doi.org/10.1038/s41467-018-07919-y>
15. *Krider E. P., Dawson G. A., Uman M. A.* Peak power and energy dissipation in a single-stroke lightning flash // J. Geophysical Research. 1968. V. 73. Iss. 10. P. 3335–3339.
16. *Uman M.* All about lightning. N.Y.: Dover Publications, 1987. 192 p.
17. *Vijayaraghavan G., Brown M., Barnes M.* Practical grounding, bonding, shielding, and surge protection. Amsterdam; London: Elsevier, Science & Technology, 2004. P. 237.
18. *Кузнецов М., Кунгуров Д., Матвеев М. и др.* Входные цепи устройств РЭА. Проблемы защиты от мощных импульсных перенапряжений // Новости электротехники. 2006. № 6 (42) С. 2–6.
19. *Ksanfomality L. V.* The surface of Mercury in the 210–350° W longitude range // Icarus. 2009. V. 200. P. 367–373. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2008.12.007>
20. *Ксанфомалити Л. В., Джапиашвили В. П., Кахуани В. О. и др.* Опыт получения изображений Меркурия методом коротких экспозиций // Астрономич. вестник. 2001. Т. 35. № 3. С. 208–213.
21. *Ксанфомалити Л. В.* Косвенные свидетельства проявления вулканизма на Венере // Астрономич. вестник. 1984. Т. 18. С. 310–320.
22. *Esposito L. W.* Sulfur dioxide: Episodic injections shows evidence for active Venus volcanism // Science. 1984. 223. 1072–1074.
23. *Селиванов А. С., Гектин Ю. М., Герасимов М. А. и др.* Продолжение телевизионного исследования поверхности Венеры со спускаемых аппаратов // Космич. исслед. 1983. Т. 21. № 2. С. 176–182. (Cosmic Research. P. 122)

УДК 620.76/78.004

АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ УСЛОВИЙ ДЛИТЕЛЬНОГО ОРБИТАЛЬНОГО СУЩЕСТВОВАНИЯ ТЕХНОГЕННЫХ НАНОЧАСТИЦ, ИНЖЕКТИРУЕМЫХ В ОКОЛОЗЕМНОЕ ПРОСТРАНСТВО НА ВЫСОКОЙ КРУГОВОЙ ОРБИТЕ

© 2024 г. Е.К. Колесников¹*, С.В. Чернов¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*e.kolesnikov@spbu.ru

Поступила в редакцию 09.02.2023 г.

После доработки 21.04.2023 г.

Принята к публикации 25.04.2023 г.

Аналитически на основе использования «дрейфовых» уравнений движения определены условия реализации двух возможных режимов длительного орбитального существования техногенных наночастиц, инжектируемых в околоземное пространство на высокой круговой орбите в области кольцевого тока и не выходящих в процессе орбитального движения за пределы этой области. Показано, что в каждом из указанных режимов ведущий центр наночастицы, не достигая плотных слоев атмосферы, в ведущей плоскости периодически колеблется по отрезку силовой линии геомагнитного поля между «зеркальными точками», которые в одном режиме расположены в Северном и Южном полушариях, а в другом — в том же полушарии, что и точка инъекции. Корректность сформулированных условий подтверждена сравнением с результатами соответствующих численных экспериментов.

DOI: 10.31857/S0023420624010061

ВВЕДЕНИЕ

Исследования, проведенные нами в работах [1–10], показали, что техногенные наночастицы (НЧ) с размерами менее 100 нм, отделяющиеся от поверхности высокоорбитальных космических аппаратов (КА), могут длительное время удерживаться в околоземном космическом пространстве (ОКП), выступая важным фактором антропогенного загрязнения ближнего космоса. При этом наибольшее время орбитального существования (~ 1 год и более) могут иметь НЧ с размерами ~ 1 –10 нм. Основным физическим механизмом, приводящим к длительному удержанию техногенных НЧ в ОКП представляется воздействие на их движение силы Лоренца, обусловленной взаимодействием наводимого на частицу заряда с магнитным полем Земли. При определении условий длительного орбитального существования НЧ в случаях их движения в плазмосфере [1, 2, 4–7], а также по орбитам, проходящим через различные структурные области плазменной оболочки Земли [3, 8–10], для учета эффекта изменения электрического заряда

НЧ вдоль ее траектории нами была использована сложная процедура совместного численного решения уравнений движения НЧ в ОКП и уравнения зарядки НЧ в околоземной плазме.

Цель настоящей работы — определение условий длительного удержания в окрестности Земли техногенных НЧ, движущихся по высоким орбитам, проходящим в области магнитосферы, которая заполнена сильно разреженной высокотемпературной плазмой (так называемой области кольцевого тока). Из результатов численного моделирования следует, что подобная ситуация может быть при инъекции НЧ на орбитах спутников навигационных систем ГЛОНАСС, GPS и др. Как показано в настоящей работе, в рассмотренном случае при соответствующих упрощающих предположениях условия реализации явлений длительного орбитального существования наиболее мелких техногенных НЧ с размерами порядка единиц нанометров, движущихся в ОКП в так называемом дрейфовом режиме, могут быть найдены аналитически.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. УРАВНЕНИЕ, ОПИСЫВАЮЩЕЕ ПРОДОЛЬНОЕ МАГНИТНОМУ ПОЛЮ ДВИЖЕНИЕ ВЕДУЩЕГО ЦЕНТРА НАНОЧАСТИЦЫ

Рассмотрим сферическую техногенную наночастицу радиусом R_d порядка единиц нанометров, инжектируемую в ОКП на высокой круговой орбите радиусом r_0 . Скоростью частицы относительно материнского тела будем пренебрегать, считая, что скорость НЧ в момент инжекции равна круговой скорости на рассматриваемой орбите.

Предположим, что в процессе орбитального движения НЧ не выходит из области кольцевого тока, заполненной сильно разреженной высокотемпературной плазмой. В первом приближении (аналогично, например, известной работе [10]) будем считать, что плазма в области кольцевого тока представляется практически *однородной*.

Оценки показывают, что основной силой, действующей на НЧ в рассматриваемом случае, становится магнитная составляющая силы Лоренца, и уравнение движения в околоземном пространстве НЧ массой m и зарядом q в геоцентрической экваториальной инерциальной системе отсчета может быть записано в виде

$$m \frac{d}{dt} \mathbf{v} = \mathbf{F} + \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

где $\mathbf{F}$ — сила немагнитной природы, возмущающая движение НЧ в магнитном поле Земли $\mathbf{B}$. Магнитное поле Земли будем аппроксимировать полем магнитного диполя с дипольным моментом $\mathbf{M}_d$, противоположным оси вращения Земли. В этом случае

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_d = -\nabla \frac{\mathbf{M}_d \cdot \mathbf{r}}{r^3}. \quad (2)$$

В уравнении (1) сила

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E}_{co-rotation} - \frac{\mu m}{r^3} \mathbf{r}, \quad (3)$$

где $\mu = GM_E$; G — гравитационная постоянная; M_E — масса Земли. Первое слагаемое в правой части отношения (3) описывает вклад в силу $\mathbf{F}$ электрического поля коротации

$$\mathbf{E}_{co-rotation} = \frac{1}{c} (\mathbf{r} \times \boldsymbol{\Omega}) \times \mathbf{B}, \quad (4)$$

возникающего вследствие вращения Земли с угловой скоростью $\boldsymbol{\Omega}$ в рассматриваемой инерциальной системе отсчета. Второе же слагаемое в выражении (3) представляет собой силу, действующую на НЧ со стороны центрального гравитационного поля Земли.

При движении НЧ в однородной плазме ее электрический заряд q становится близким

к равновесному электрическому заряду, определяемому из условия баланса токов:

$$\frac{dq}{dt} = \sum_i J_i = 0, \quad (5)$$

где J_i — заряжающие токи, соответствующие различным механизмам зарядки НЧ в космической среде. В качестве возможных механизмов зарядки нами рассматривались: зарядка НЧ падающими на ее поверхность электронами и ионами фоновой плазмы; обратное рассеяние плазменных электронов; вторичная электронная эмиссия при соударениях электронов и ионов плазмы с поверхностью НЧ; фотоэлектронная эмиссия.

Вследствие малости радиуса рассматриваемых частиц (по сравнению с дебаевским радиусом фоновой плазмы) плазменной экранировкой поля частицы пренебрегалось, и связь между зарядом q частицы и ее потенциалом Φ задавалась простым соотношением $q = R_d \Phi$. Для определения зависимости от потенциала Φ токов зарядки $J_i = J_i(\Phi)$ НЧ сферической формы использовались выражения, приведенные в работах [11–17].

В соответствии с данными работы [18] типичные значения параметров плазмы в рассматриваемой области ОКП при средней геомагнитной активности (геомагнитный индекс $A_p = 120$): плотность $n \approx 1 \text{ см}^{-3}$, электронная температура $T_e \approx 2 \text{ кэВ}$, ионная температура $T_i \approx 5 \text{ кэВ}$. Расчеты показывают, что равновесный потенциал Φ сферической НЧ из алюминия для приведенных выше параметров плазмы оказывается постоянным и равным $+5.6 \text{ В}$. Для сферической НЧ из оксида алюминия равновесный потенциал равен $+8.3 \text{ В}$. Отклонения потенциала НЧ от равновесных значений возможны только во время прохождения НЧ через тень Земли. Однако, как показано нами в работе [19], для НЧ на высоких орбитах динамический эффект указанных отклонений становится несущественным.

Итак, задача динамики НЧ в нашем случае сводится к решению уравнения (1), в котором электрический заряд НЧ может быть рассмотрен как заданная постоянная. Однако даже в этой постановке задача не имеет аналитического решения. Дальнейшего упрощения можно добиться при использовании для описания динамики НЧ в ОКП так называемого дрейфового приближения, в котором движение НЧ представляется суперпозицией вращения по окружности ларморовского радиуса (под действием магнитной составляющей силы Лоренца) вокруг так называемого ведущего центра (ВЦ) и движения («дрейфа») ВЦ по соответствующей траектории.

Известно [20], что применение дрейфового приближения становится корректным при выполнении условия малой локальной неоднородности магнитного поля при движении частицы за период ларморовского вращения T_g , которое можно сформулировать в виде системы неравенств

$$\begin{cases} v_{\parallel} T_g |\nabla_{\parallel} B| \ll B, \\ a |\nabla_{\perp} B| \ll B, \end{cases} \quad (6)$$

где $T_g = 2\pi/\omega$, $\omega = qB/cm$ — частота ларморовского вращения; $a = w/\omega$ — ларморовский радиус; w — скорость ларморовского вращения, $v_{\parallel}$ — продольная магнитному полю компонента скорости частицы. Можно показать (см., например, [21]), что достаточным для выполнения условий (6) становится положение

$$r_0 \ll C_{st}, \quad (7)$$

где C_{st} — единица длины Штермера, $C_{st} = (M_g |g|/mc v_0)^{1/2}$.

В дрейфовой теории первого порядка [22] движение ведущего центра наночастицы зарядом q и массой m описывается уравнением

$$m \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{F} + \frac{q}{c} \mathbf{u} \times \mathbf{B} - M \nabla B, \quad (8)$$

где $\mathbf{F}$ — действующая на НЧ сила немагнитной природы; M — так называемый эквивалентный магнитный момент, определяемый формулой

$$M = \frac{mw^2}{2B}; \quad (9)$$

$\mathbf{u}$ — скорость ведущего центра, $\mathbf{u} = d\mathbf{r}/dt - d\mathbf{a}/dt$. В последнем выражении: $d\mathbf{r}/dt = \mathbf{v}$ — скорость НЧ на точной траектории; $d\mathbf{a}/dt = \mathbf{w}$ — скорость ларморовского вращения ($\mathbf{a}$ — вектор, направленный из ведущего центра к текущему положению НЧ).

При выполнении условий (6) эквивалентный магнитный момент становится приближенным интегралом движения [20]. Таким образом, уравнение (8) формально аналогично уравнению движения частицы рассматриваемого заряда и массы с постоянным по величине магнитным моментом $\mathbf{M} = -M\mathbf{B}/B$, ориентированным противоположно направлению магнитного поля $\mathbf{B}$ [22].

В соответствии с результатами анализа, проведенного в исследовании [20], полная скорость дрейфа ВЦ, поперечного магнитному полю, определяется выражением

$$\mathbf{u}_{\perp} = -\frac{c}{qB^2} \mathbf{B} \times (\mathbf{F} + \mathbf{F}_1^m), \quad (10)$$

где $\mathbf{F}$ — действующая на НЧ сила немагнитной природы;

$$\mathbf{F}_1^m = -\frac{m}{B} \left(\frac{w^2}{2} + v_{\parallel}^2 \right) \nabla B \quad (11)$$

— центробежная сила, обусловленная движением ведущего центра НЧ по криволинейной траектории. Как следует из формул (10), (11), в случае осесимметричного дипольного магнитного поля скорость поперечного дрейфа, обусловленного возмущающим воздействием на движение НЧ центрального гравитационного поля, а также эффектом пространственной неоднородности дипольного поля, направлена строго по азимуту. В этом случае ВЦ наночастицы, инжектированной на круговой орбите радиуса r_0 в точке с широтой ψ_0 , в ведущей плоскости, проходящей через ВЦ и магнитную ось, движется по фиксированной силовой линии дипольного магнитного поля $r = r_{e0} \cos^2 \psi$ с экваториальным параметром r_{e0} , близким (для частиц размером порядка единиц нанометров) к экваториальному параметру $r_0/\cos^2 \psi_0$ местной силовой линии точки инжекции.

Умножая скалярно уравнение (8) на единичный вектор $\hat{\mathbf{B}} = \mathbf{B}/B$, получим соотношение, описывающее продольное магнитному полю движение ведущего центра:

$$m \frac{du_{\parallel}}{dt} = \mathbf{F} \cdot \hat{\mathbf{B}} - M (\hat{\mathbf{B}} \cdot \nabla) B. \quad (12)$$

Из выражений (3), (4) следует, что вклад электрического поля коротации в правую часть уравнения (12) такой:

$$\mathbf{F}_{co-rotation} \hat{\mathbf{B}} = \frac{q}{c} [(\mathbf{r} \times \boldsymbol{\Omega}) \times \mathbf{B}] \hat{\mathbf{B}} \equiv 0. \quad (13)$$

Вклад же центрального гравитационного поля в правую часть уравнения (12) следующий:

$$\mathbf{F}_g \hat{\mathbf{B}} = -\frac{\mu m \hat{\mathbf{r}} \hat{\mathbf{B}}}{r^2}. \quad (14)$$

Наконец, последнее слагаемое в правой части уравнения (12) запишем в виде

$$-\frac{mw^2}{2B} (\hat{\mathbf{B}} (\nabla_{\parallel} + \nabla_{\perp}) B) = -\frac{mw^2}{2B} \nabla_{\parallel} B, \quad (15)$$

где $\nabla = \nabla_{\parallel} + \nabla_{\perp}$; $\nabla_{\parallel}$ и $\nabla_{\perp}$ — продольная и поперечная магнитному полю компоненты оператора ∇ .

Учитывая выражения (13)–(15), а также интеграл $M = \text{const}$, уравнение (12) после соответствующих преобразований можно записать в виде

$$\frac{dp_{\parallel}}{dt} = -\frac{\partial U^{eff}}{\partial s}, \quad (16)$$

где $p_{\parallel} \equiv mu_{\parallel}$, $U^{eff} = V_g + MB$, $V_g = -\mu m/r$ — потенциал центрального гравитационного поля Земли. Уравнение (16) эквивалентно уравнению одномерного движения материальной точки массы m в потенциальном поле с эффективным потенциалом U^{eff} , анализ которого позволяет установить качественный характер возможных режимов движения НЧ.

Заметим, что в отличие от аналогичного (16) уравнения, описывающего дрейфовое движение заряженных корпускул высокой энергии в дипольном магнитном поле Земли (см., например, [20]), в рассматриваемом случае существенный вклад в эффективный потенциал U^{eff} дает потенциал гравитационного поля Земли. Для корпускул, влиянием гравитационного поля на которые можно пренебречь, U^{eff} имеет вид потенциальной ямы с минимумом при $s = 0$ (если дуговая координата s отсчитывается от точки пересечения силовой линии с магнитным экватором). В этом случае единственным возможным типом продольного движения представляются колебания частицы между зеркальными точками в разных полушариях. В рассматриваемом нами случае заряженной НЧ учет гравитационного потенциала приводит к появлению локального максимума потенциала при $s = 0$. При этом, если уровень полной энергии одномерного движения (зависящего от начальных параметров) превосходит значение U^{eff} в локальном максимуме, частица совершает колебания между зеркальными точками в разных полушариях. В противном случае единственным возможным типом движения частицы выступают периодические колебания в одной из потенциальных ям в Северном или Южном полушариях.

Перейдем теперь к точному определению условий реализации указанных режимов движения НЧ в ОКП.

Пусть НЧ инжектируется в ОКП на широте ψ_0 , а компоненты ее скорости: $v_{\perp 0} = w_0 = v_0 \sin \alpha_0$, $v_{\parallel 0} = v_0 \cos \alpha_0$, где $\alpha_0 = \angle(\mathbf{v}_0, \mathbf{B}_0)$ — так называемый питч-угол; v_0 — величина круговой скорости материнского тела. Можно показать, что в случае инжекции НЧ на круговой орбите с углом наклона $i \leq \pi/2$ к плоскости экватора для дипольной модели геомагнитного поля питч-угол α_0 связан с начальной широтой ψ_0 и углом наклона орбиты материнского тела соотношением

$$\sin^2 \alpha_0 = \frac{4 \sin^2 \psi_0 + \cos^2 i}{1 + 3 \sin^2 \psi_0}. \quad (17)$$

Из равенства (16) следует, что в процессе одномерного движения ВЦ частицы по фиксированной силовой линии в ведущей плоскости имеет место закон сохранения энергии:

$$\frac{p_{\parallel}^2 - p_{\parallel 0}^2}{2m} = -M(B - B_0) - (V_g - V_{g0}), \quad (18)$$

где $p_{\parallel} = mv_{\parallel}$, $p_{\parallel 0} = mv_{\parallel 0} = mv_{\parallel 0}$. Из соотношения (18) с учетом интеграла $M = \text{const}$ после

несложных преобразований получим выражение для продольной скорости ведущего центра НЧ:

$$u_{\parallel} = v_0 \sqrt{1 - \frac{B}{B_0} \sin^2 \alpha_0 - \frac{V_g - V_{g0}}{mv_0^2/2}}. \quad (19)$$

В случае когда v_0 совпадает с величиной круговой скорости материнского тела, последнее слагаемое в подкоренном выражении уравнения (19)

$$\frac{V_g - V_{g0}}{mv_0^2/2} = 2 \left(1 - \frac{r_0}{r} \right). \quad (20)$$

Для положений ВЦ на фиксированной силовой линии $r = r_{e0} \cos^2 \psi$ выражение (20) может быть записано в виде

$$\frac{V_g - V_{g0}}{mv_0^2/2} = -\frac{2(\cos^2 \psi_0 - \cos^2 \psi)}{\cos^2 \psi}. \quad (21)$$

Для дипольного магнитного поля [19] отношение

$$\frac{B}{B_0} = \frac{\eta(\psi)}{\eta(\psi_0)}, \quad (22)$$

где функция $\eta(\psi) = \sqrt{1 + 3 \sin^2 \psi} / \cos^6 \psi$.

С учетом уравнений (21) и (22) запишем формулу (19) в виде

$$u_{\parallel} = v_0 \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_0 \frac{\eta(\psi)}{\eta(\psi_0)} + \frac{2(\cos^2 \psi_0 - \cos^2 \psi)}{\cos^2 \psi}}. \quad (23)$$

С другой стороны, продольная скорость ВЦ на фиксированной силовой линии

$$\begin{aligned} u_{\parallel} &= \frac{ds}{dt} = \frac{(dr^2 + r^2 d\psi^2)^{1/2}}{dt} = \\ &= r_{e0} \cos \psi (1 + 3 \sin^2 \psi)^{1/2} \frac{d\psi}{dt}. \end{aligned} \quad (24)$$

Подстановка соотношения (23) в левую часть выражения (24) приводит к уравнению, описывающему изменение широты ВЦ наночастицы в процессе ее движения по силовой линии в ведущей плоскости:

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{v_0}{r_{e0}} \frac{\sqrt{Q(\psi, \psi_0, i)}}{\cos \psi (1 + 3 \sin^2 \psi)^{1/2}}, \quad (25)$$

где

$$\begin{aligned} Q(\psi, \psi_0, i) &= 1 - \sin^2 \alpha_0(\psi_0, i) \frac{\eta(\psi)}{\eta(\psi_0)} + \\ &+ \frac{2(\cos^2 \psi_0 - \cos^2 \psi)}{\cos^2 \psi}, \end{aligned} \quad (26)$$

а функция $\sin^2 \alpha_0(\psi_0, i)$ определяется формулой (17).

УСЛОВИЯ ДЛИТЕЛЬНОГО УДЕРЖАНИЯ НАНОЧАСТИЦЫ В ОКОЛОЗЕМНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Используя уравнение (25), определим условия реализации возможных режимов движения ВЦ наночастицы в ОКП, не учитывая сначала эффект поглощения НЧ плотными слоями атмосферы.

В этом случае для заданных ψ_0 и i широта ψ , на которой может находиться ВЦ, как видно из (25), должна удовлетворять условию

$$Q(\psi, \psi_0, i) \geq 0. \quad (27)$$

Исследование функции $Q(\psi, \psi_0, i)$ показывает, что она (за исключением некорректных в дрейфовом приближении случаев $\alpha_0 = 0, \pi$) в промежутке $(-\pi/2, +\pi/2)$ может иметь либо 2 вещественных нуля $-\psi_r, \psi_r$ (случай 1), либо 4 вещественных нуля $-\psi_r^1, -\psi_r^2, \psi_r^1, \psi_r^2$ (случай 2). Тогда, учитывая, что при $\psi \rightarrow \pm \pi/2$ функция $Q \rightarrow -\infty$, условие (27) в случае 1 выполняется для положений ВЦ на широте ψ в промежутке $[-\psi_r, \psi_r]$, а в случае 2 — для положений ВЦ на широте ψ в промежутке $[\psi_r^1, \psi_r^2]$ (если $\psi_0 > 0$) или в промежутке $[-\psi_r^2, -\psi_r^1]$ (для $\psi_0 < 0$).

В соответствии с вышеизложенным вопрос о том, какой из указанных режимов движения НЧ реализуется в конкретном случае, сводится к вопросу о числе нулей (2 или 4) функции $Q(\psi, \psi_0, i)$ для заданных ψ_0 и i .

Можно показать, что эта функция имеет два нуля при выполнении одного из условий:

$$i < \psi^* \quad (28)$$

или

$$i > \psi^*, \quad |\psi_0| < \tilde{\psi}(i). \quad (29)$$

Четыре нуля функция $Q(\psi, \psi_0, i)$ имеет при выполнении условий

$$i > \psi^*, \quad |\psi_0| > \tilde{\psi}(i). \quad (30)$$

В соотношениях (28)–(30) ψ^* — положительный корень уравнения $(1 - 2\sin^2 \psi)\eta(\psi) = 1$, равный ~ 0.728858 рад ($\sim 41.7605^\circ$), а $\tilde{\psi}(i)$ — корень уравнения

$$\cos^2 i = (1 - 2\sin^2 \psi) \cdot (1 + 3\sin^2 \psi)\eta(\psi) - 4\sin^2 \psi,$$

находящийся для $i > \psi^*$ в промежутке $(0, i)$.

Как следует из соотношений (28)–(30), в случае инъекции НЧ на орбитах с углами наклона меньшими ψ^* для любых начальных положений точки инъекции реализуется первый из рассмотренных выше возможных режимов движения НЧ. В то же время для углов наклона орбиты

материнского тела больших ψ^* при инъекции НЧ на широтах $|\psi_0| < \tilde{\psi}(i)$ реализуется первый из рассмотренных выше возможных режимов движения НЧ, а для $|\psi_0| > \tilde{\psi}(i)$ — второй.

Сформулируем, наконец, условия, при которых НЧ, движущиеся в ОКП в рассмотренных режимах, не будут поглощаться плотными слоями атмосферы.

Обозначим через

$$\psi_a(\psi_0, r_0) = \arccos \sqrt{\frac{R_E \cos^2 \psi_0}{r_0}} \quad (31)$$

широту, на которой силовая линия $r = r_{e0} \cos^2 \psi$ пересекает границу плотных слоев атмосферы в северном полушарии. Высотой этой границы будем пренебрегать по сравнению с радиусом Земли R_E , считая, что она совпадает с поверхностью Земли.

Предположим, что начальные широта точки инъекции ψ_0 и угол наклона i удовлетворяют соотношениям (28) или (29). Наложим на r_0, ψ_0 и i условие

$$\psi_a(\psi_0, r_0) > \psi_r(\psi_0, i), \quad (32)$$

где ψ_r — положительный нуль функции $Q(\psi, \psi_0, i)$.

Нетрудно видеть, что при выполнении условий (28), (32) или (29), (32) будет иметь место режим длительного орбитального существования НЧ, при котором ВЦ наночастицы в ведущей плоскости периодически колеблется по отрезку силовой линии с экваториальным параметром r_{e0} между «зеркальными точками», расположенными в Северном и Южном полушариях над плотными слоями атмосферы. При этом вследствие азимутального дрейфа ВЦ точная траектория НЧ «заметает» тор, симметричный относительно плоскости экватора с осью, совпадающей с осью Земли. Качественно движение НЧ в ОКП в этом случае оказывается аналогичным движению заряженных частиц высокой энергии в радиационных поясах Земли.

Рассмотрим теперь случай, когда начальные широта точки инъекции ψ_0 и угол наклона i удовлетворяют соотношениям (30). Наложим на r_0, ψ_0 и i дополнительное условие

$$\psi_a(\psi_0, r_0) > \psi_r^2(\psi_0, i), \quad (33)$$

где ψ_r^2 — наибольший положительный нуль функции $Q(\psi, \psi_0, i)$.

При выполнении условий (30), (33) возникает второй режим длительного орбитального существования НЧ, при котором ВЦ наночастицы, не достигая плотных слоев атмосферы, в ведущей плоскости периодически колеблется по отрезку

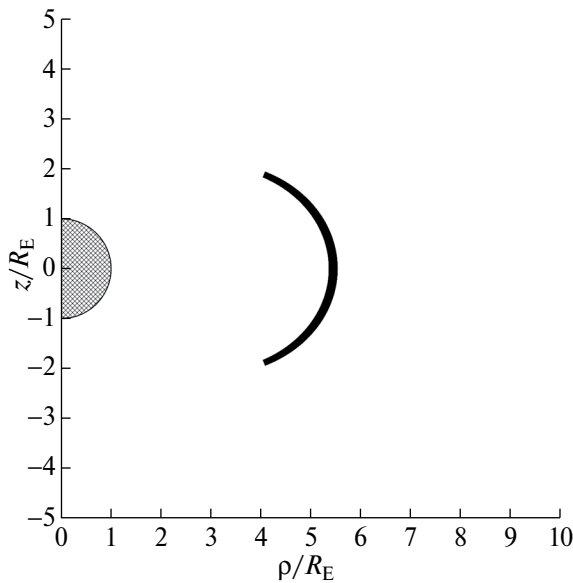


Рис. 1. Расчетная траектория НЧ в случае, когда наклонение начальной орбиты меньше критического.

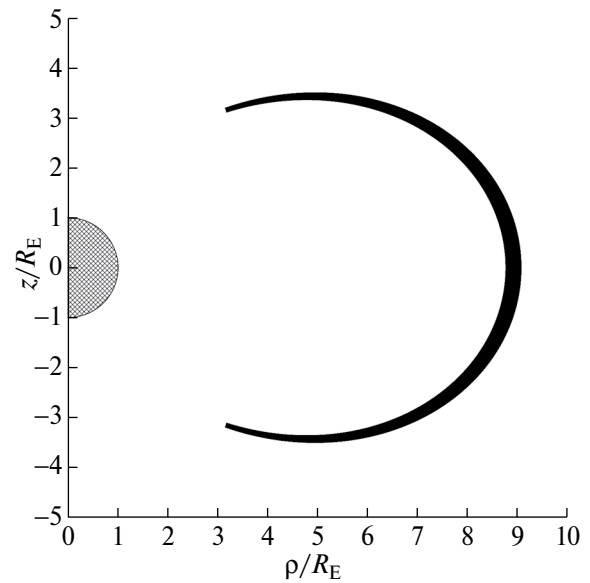


Рис. 2. Расчетная траектория НЧ в случае, когда наклонение начальной орбиты больше критического ψ^* , а начальная широта меньше критического значения $\tilde{\psi}$.

силовой линии с экваториальным параметром r_{e0} между «зеркальными точками», расположенными в том же полушарии, что и точка инжекции. При этом точная траектория НЧ «замечает» тор в Северном или Южном полушариях с осью, совпадающей с осью Земли.

Корректность сформулированных нами условий длительного орбитального существования НЧ, основанных на применении дрейфового приближения, была подтверждена сравнением с результатами численного интегрирования точного уравнения движения НЧ (уравнения (1)) с постоянным зарядом, равным равновесному заряду НЧ в плазменном слое. Расчеты проводились для случая сферической НЧ из оксида алюминия с радиусом 2 нм, заряженной до равновесного потенциала +8.3 В.

На рис. 1–3 приведены результаты расчета траекторий НЧ в ведущей плоскости, проходящей через НЧ и магнитную ось, в случае инжекции НЧ в ОКП на круговой орбите высотой $H = 25\,000$ км ($r_0 = 31\,378.14$ км) на промежутке времени от момента инжекции до 2 лет.

На рис. 1 представлена расчетная траектория НЧ для начального значения $i = 35^\circ$, удовлетворяющего условию (28), и $\psi_0 = 16.67^\circ$. Траектория на рис. 2 рассчитана для значений $i = 60^\circ$ и $\psi_0 = 41.56^\circ$, удовлетворяющих условию (29). Траектория на рис. 3 рассчитана для значений $i = 60^\circ$ (того же, что и в предыдущем случае)

и $\psi_0 = 45.19^\circ$, удовлетворяющих условию (30). Заметим, что для угла наклона $i = 60^\circ$ критическая широта $\tilde{\psi}(60^\circ) = 42.34^\circ$.

Нетрудно видеть, что во всех рассмотренных случаях движение НЧ по точной траектории обладает качественными свойствами, наличие которых может быть заранее предсказано теоретически

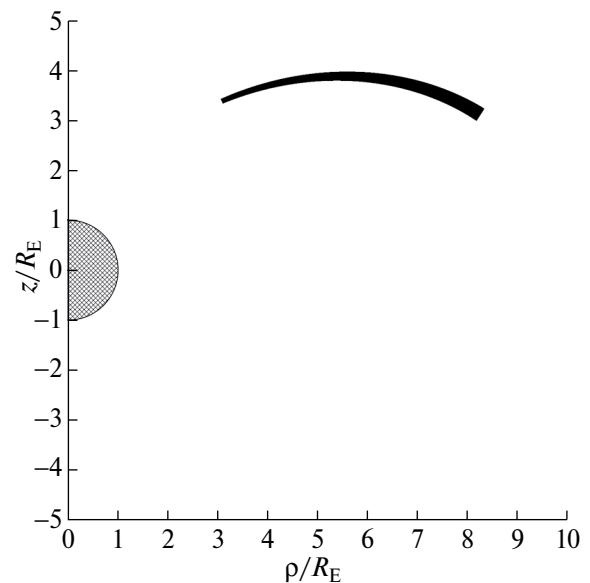


Рис. 3. Расчетная траектория НЧ в случае, когда наклонение начальной орбиты больше критического ψ^* , а начальная широта больше критического значения $\tilde{\psi}$.

с использованием сформулированных нами условий (28)–(30), (32), (33). Более того, в рассмотренных случаях расчетные значения минимальной $\psi_{\min}^p$ и максимальной $\psi_{\max}^p$ широты, на которых может находиться НЧ, становятся близкими к широте «зеркальных точек», определяющей нулями функции $Q(\psi, \psi_0, i)$. Например, в случае, представленном на рис. 1, $\psi_{\min}^p = -25.36^\circ$, $\psi_{\max}^p = 25.36^\circ$. В то же время теория дает в этом случае для минимальной и максимальной широты значения $\psi_{\min}^B = -\psi_r = -24.82^\circ$ и $\psi_{\max}^B = \psi_r = 24.82^\circ$. Для траектории, изображенной на рис. 2, $\psi_{\min}^p = -45.46^\circ$, $\psi_{\max}^p = 45.46^\circ$. Теоретические же значения минимальной и максимальной широты $\psi_{\min}^B = -\psi_r = -44.64^\circ$, $\psi_{\max}^B = \psi_r = 44.64^\circ$. В случае, представленном на рис. 3, $\psi_{\min}^p = 20.12^\circ$, $\psi_{\max}^p = 48.15^\circ$, а $\psi_{\min}^B = \psi_r^1 = 19.10^\circ$, $\psi_{\max}^B = \psi_r^2 = 47.29^\circ$.

ВЫВОДЫ

1. Аналитически определены условия реализации двух возможных режимов длительного орбитального существования техногенных наночастиц, движущихся в области кольцевого тока, в случае их инжекции в околоземное пространство на высокой круговой орбите. В каждом из указанных режимов ведущий центр наночастицы, не достигая плотных слоев атмосферы, в ведущей плоскости периодически колеблется по отрезку силовой линии с экваториальным параметром r_{e0} между «зеркальными точками», которые в первом режиме расположены в Северном и Южном полушарии, а во втором режиме – в том же полушарии, что и точка инжекции. Отметим, что возможность реализации указанных режимов движения НЧ в ОКП, показанная здесь аналитически, для НЧ с переменным зарядом была установлена нами в численных экспериментах, проведенных в работах [4, 8–10].

2. Корректность сформулированных условий подтверждена сравнением с результатами соответствующих численных экспериментов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-21-00038 (<https://rscf.ru/project/23-21-00038/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колесников Е.К. Особенности орбитального движения субмикронных частиц в плазмосфере Земли // Космич. исслед. 2001. Т. 39. № 1. С. 100–105. (Cosmic Research. P. 92–97). <https://doi.org/10.1023/A:1002848114220>

2. Колесников Е.К., Чернов С.В. О размерах микрочастиц, захватывающихся магнитным полем Земли, при различных уровнях геомагнитной активности // Космич. исслед. 2003. Т. 41. № 5. С. 558–560. (Cosmic Research. P. 526–527). <https://doi.org/10.1023/A:1026062603506>
3. Колесников Е.К., Чернов С.В. О возможности длительного орбитального существования субмикронных частиц, инжектируемых в околоземное космическое пространство на вытянутых эллиптических орбитах с низким перигеем // Космич. исслед. 2013. Т. 51. № 4. С. 287–293. (Cosmic Research. P. 254–260). <https://doi.org/10.1134/S0010952513030039>
4. Колесников Е.К., Чернов С.В. О возможности длительного орбитального существования в плазмосфере Земли наночастиц из материала с низким выходом фотоэмиссии // Космич. исслед. 2015. Т. 53. № 5. С. 388–394. (Cosmic Research. P. 354–359). <https://doi.org/10.1134/S001095251505007X>
5. Yakovlev A. B., Kolesnikov E. K., Chernov S. V. Analytical research of the possibility of long orbital existence of submicron particles in the Earth's plasmasphere by the methods of the KAM theory // J. Plasma Physics. 2017. V. 83. Art. ID. 905830306. <https://doi.org/10.1017/S0022377817000447>
6. Yakovlev A. B., Kolesnikov E. K., Chernov S. V. The restrictions on the assumption about conservations of parameters of orbit for submicron particles in the Earth's plasmasphere in light of the corotational electric field // J. Plasma Physics. 2018. V. 84. Art. ID. 905840613. <https://doi.org/10.1017/S0022377818001241>
7. Yakovlev A. B., Kolesnikov E. K., Chernov S. V. Investigation of the influence of the field of co-rotation on the possibility of the long-term orbital existence of submicron particles in the plasma-sphere of the Earth // Physics and Astronomy Intern. J. 2018. V. 2. Iss. 1. P. 48–53. <http://medcraveonline.com/PAIJ/PAIJ-02-00047.pdf>
8. Kolesnikov E. K., Chernov S. V. About the possibility of magnetic and gravitational capture of the technogenic nanoparticles injected in the near-Earth space in high circular orbits. The Eighth Polyakhov's Reading: Proc. Intern. Scientific Conference on Mechanics // AIP Conference Proceedings. 2018. V. 1959. Art. No. 040009. <https://doi.org/10.1063/1.5034612>
9. Kolesnikov E. K., Chernov S. V. Exploring possible long orbital existence of submicronic man-made particles injected in the near-Earth space on geostationary orbit // Advances in Space Research. 2022. V. 69. Iss. 3. P. 1564–1577. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.11.005>
10. Колесников Е.К., Чернов С.В. Времена жизни техногенных микрочастиц, инжектируемых в околоземное космическое пространство на геостационарной орбите // Космич. исслед. 2022. Т. 60.

- № 4. С. 307–314. (Cosmic Research. P. 275–281). <https://doi.org/10.1134/S0010952522040050>
11. *Horanyi M., Houpis H.L.F., Mendis D.A.* Charged Dust in the Earth's Magnetosphere // *Astrophysics and Space Science*. 1988. V. 144. P. 215–229.
12. *Kanal M.* Theory of current collection of moving spherical probes: Scientific Report. No. JS-5 / Space Physics Research Laboratory, University of Michigan. Ann Arbor. 1962.
13. *Whipple E.C.* Potentials of surfaces in space // *Reports on progress in physics*. 1981. V. 44. P. 1197–1250.
14. *Katz I., Parcs D.E., Mandell M.J. et al.* A three dimensional dynamic study of electrostatic charging in materials: Report NASA. No. CR-135256. 1977.
15. *Draine B.T., Salpeter E.E.* On the Physics of Dust Grains in Hot Gas // *Astrophysical J.* 1979. V. 231. P. 77–94.
16. *Prokopenko S.M.L., Laframboise J.G.* High-Voltage Differential Charging of Geostationary Spacecraft // *J. Geophysical Research*. 1980. V. 85. Iss. A8. P. 4125–4131.
17. *Grard R.J.L.* Properties of the Satellite Photoelectron Sheath Derived from Photoemission Laboratory Measurements // *J. Geophysical Research*. 1973. V. 78. Iss. 16. P. 2885–2906.
18. *Garrett H.B., DeForest S.E.* Time-Varying Photoelectron Flux Effects on Spacecraft Potential at Geosynchronous Orbit // *J. Geophysical Research*. 1979. V. 84. Iss. A5. P. 2083–2088.
19. *Колесников Е.К., Чернов С.В., Яковлев А.Б.* О корректности канонической формулировки задачи движения субмикронных частиц в плазмосфере Земли // *Космич. исслед.* 2007. Т. 45. № 6. С. 499–504. (Cosmic Research. P. 471–475). <https://doi.org/10.1134/S0010952507060032>
20. *Альвен Г., Фельтхаммар К.-Г.* Космическая электродинамика. 2-е изд. М.: Мир, 1967. 260 с.
21. *Колесников Е.К., Филиппов Б.В.* Некоторые задачи эволюции заряженных частиц в поле магнитного диполя. Л.: Изд-во ЛГУ, 1974. 72 с.
22. *Ленерт Б.* Динамика заряженных частиц: пер. с англ. М.: Атомиздат, 1967. 353 с.

УДК 533.9:629.78

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ В МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2024 г. Л.С. Новиков¹*, А.А. Маклецов¹, В.В. Синолиц¹, Н.П. Чирская¹

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

* novikov@sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 14.03.2023 г.

После доработки 21.03.2023 г.

Принята к публикации 23.03.2023 г.

Описан программный комплекс *Coulomb*, предназначенный для моделирования электризации космических аппаратов (КА) в магнитосферной плазме на высоких и низких околоземных орбитах. Рассмотрены физические механизмы электризации КА и методы математического моделирования этого явления в разных областях космического пространства. Приведены примеры результатов расчета распределения электрического потенциала на поверхности и в окрестности КА для геостационарной орбиты и низких околоземных орбит.

DOI: 10.31857/S0023420624010074

ВВЕДЕНИЕ

Электризация поверхности космического аппарата (КА), т.е. накопление на ней электрического заряда, вызывается воздействием на поверхность заряженных частиц окружающей плазмы с энергией $\sim 0.1\text{--}50$ кэВ, сопровождающимся вторично-эмиссионными процессами на поверхности и фотоэлектронной эмиссией, а также перераспределением электрического заряда на поверхности за счет объемных и поверхностных токов проводимости. В общем случае происходит дифференциальное заряджение КА, при котором заряды на разных участках непроводящей поверхности и, соответственно, потенциалы этих участков относительно плазмы и общего металлического корпуса (фермы) могут значительно различаться. Причины таких различий обусловлены электрофизическими свойствами материалов, находящихся на разных участках поверхности КА, условиями попадания электронов и ионов плазмы на эти участки, их освещенностью и конфигурацией. Собственное электрическое поле КА, возникающее в условиях электризации, оказывает влияние на движение заряженных частиц в окрестности КА, притягивая к поверхности частицы одного знака и отталкивая частицы другого знака. Стационарному (равновесному) заряджению КА соответствует условие равенства нулю полного тока, текущего через элементы поверхности.

В простейшем случае заряджения КА, обусловленного только плазменными токами, равновесное состояние наступает при отрицательном потенциале, поскольку тепловая скорость электронов в плазме намного выше скорости ионов [1]. Очевидно, что величины потенциала, возникающего на поверхности, пропорциональны температуре окружающей плазмы, которая сильно зависит от высоты орбиты.

Характерные значения потенциалов поверхности КА на разных околоземных орбитах указаны в табл. 1, где используются следующие обозначения: H – высота орбиты; i – наклонение орбиты; U – характерный потенциал. Там же приведены сведения об угловом распределении воздействующих частиц космической плазмы и о роли эмиссионных процессов в электризации поверхности.

Следствием заряджения поверхности КА до высоких потенциалов является возникновение электростатических разрядов (ЭСР), создающих интенсивные электромагнитные помехи при работе бортового электронного оборудования и паразитные токи в чувствительных сигнальных цепях, а в некоторых случаях разрушающих элементы оборудования.

Для прогнозирования уровней электризации КА в разных областях космического пространства, определения вероятности возникновения ЭСР на поверхности и оценки степени их

Таблица 1

Параметры процессов электризации космических аппаратов в разных областях космического пространства

Тип орбиты	H , км / i , град.	U , В	Воздействующие факторы	Угловое распределение	Роль эмиссионных процессов
Геостационарная (ГСО), апогейные участки высокоэллиптических (типа ИСЗ «Молния»)	36 000 / ± 1.5 40 000 / 65	$-(10^3-10^4)$	горячая плазма, солнечное излучение	изотропное	велика
Низкие	200–2000 / 0–70	$-(0.1-5.0)$	холодная ионосферная плазма	анизотропное	пренебрежимо мала
Низкие полярные	200–2000 / > 70	$-(10^2-10^3)$	холодная ионосферная плазма, авроральные электроны, солнечное излучение	анизотропное	заметна

опасности для функционирования бортового оборудования необходим расчет распределения потенциала на поверхности КА и в прилегающем пространстве. Такой расчет для КА сложной конфигурации с неоднородной поверхностью может быть выполнен только численно, путем построения расчетной геометрической модели аппарата, содержащей основные фрагменты его конструкции и отражающей расположение различных материалов на поверхности, выполнения дискретизации поверхности модели с использованием некоторой совокупности элементов и последующего решения системы уравнений токов, текущих через каждый элемент поверхности.

Сейчас для анализа электризации поверхности реальных КА в мировой практике используются четыре основных программных комплекса: программа Национального управления США по аэронавтике и исследованию космического пространства *NASCAP* [2], программа Европейского космического агентства *SPIS* [3], программа Японского агентства аэрокосмических исследований *MUSCAT* [4] и разработанный в НИИЯФ МГУ программный комплекс *Coulomb* [5]. Эти программы, основанные на разных способах описания физических процессов и решения получаемых систем уравнений [6], рекомендованы для анализа электризации КА международным стандартом [7]. Ниже рассмотрены основные положения и отличительные особенности программного комплекса *Coulomb*, корректность работы которого подтверждена результатами экспериментальных исследований на ряде КА [8, 9].

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОГРАММЫ *COULOMB*

Уравнение полного тока на элементе поверхности

Процесс заряжения поверхности КА в космической плазме можно наглядно проиллюстрировать, записав уравнение для плотности полного тока j , текущего через элемент поверхности КА, в следующем виде [10, 11]:

$$j = j_e - j_i - (\delta j_e + \eta j_e + \gamma j_i + j_{ph}) \pm j_{cond},$$

где j_e и j_i – плотность электронного и ионного тока плазмы соответственно; δ, η, γ – коэффициенты истинной вторичной электронной эмиссии, отражения электронов, ионно-электронной эмиссии соответственно; j_{ph} – плотность тока фотоэлектронной эмиссии; j_{cond} – плотность тока проводимости.

Первичные плазменные токи обусловлены непосредственным воздействием на поверхность КА окружающей космической плазмы. Группа вторичных токов, представленная в уравнении в круглых скобках, включает в себя вторично-эмиссионные токи, вызываемые первичными токами, а также фотоэлектронный ток, создаваемый коротковолновым солнечным излучением. Величины первичных и вторичных токов зависят от потенциала КА относительно окружающей космической плазмы. Ток проводимости между диэлектрическими элементами поверхности и металлическим корпусом КА, а также между соседними диэлектрическими элементами, может иметь разное направление по отношению к конкретному элементу и изменять это направление в процессе дифференциального заряжения. В уравнение могут войти дополнительные

токи, возникающие за счет работы бортового оборудования КА (электроракетных двигателей, инжекторов электронов и ионов и т.п.), за счет ионизации нейтрального газового окружения КА и некоторых других факторов. Равновесное значение потенциала на рассматриваемом элементе поверхности соответствует условию $j = 0$.

Первичные плазменные токи

Характеристики потоков заряженных частиц, воздействующих на КА, значительно различаются для высоких и низких орбит, соответственно различаются расчетные выражения для первичных токов. Распределение по скоростям частиц горячей магнитосферной плазмы на высоких околоземных орбитах, включая область геостационарной орбиты (ГСО), в общем случае описывается с помощью суперпозиции двух максвелловских распределений с разными характерными энергиями kT_1 (~ 0.2 – 0.5 кэВ) и kT_2 (~ 10 – 30 кэВ) [12–14]:

$$f(v) = n_1 \left(\frac{m}{2\pi k T_1} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m v^2}{2k T_1} \right) + \\ + n_2 \left(\frac{m}{2\pi k T_2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m v^2}{2k T_2} \right),$$

где n_1, n_2 – концентрация частиц (электронов или протонов) для составляющих с температурой T_1 и T_2 соответственно; m, v – масса и скорость частиц; k – постоянная Больцмана.

В некоторых случаях более корректным представляется описание плазмы с помощью только одной высокотемпературной составляющей.

Для области ГСО справедливо следующее соотношение тепловых скоростей электронов v_e , ионов v_i и скорости движения аппарата V : $v_e \gg v_i \gg V$, что позволяет использовать для описания зависимости плазменных токов от потенциала поверхности U выражения, полученные в [10, 11] для сферического тела в предположении, что магнитосферная плазма на ГСО изотропна по отношению к движущемуся КА, а дебаевский радиус (~ 0.5 км) значительно превышает характерный размер КА.

При отрицательном потенциале на элементе поверхности имеем:

плотность тока электронов

$$j_e(U) = j_e^{(0)} \exp(-e|U|/kT_e),$$

где $j_e^{(0)} = en_e (kT_e/2\pi m_e)^{1/2}$;

плотность тока положительных ионов

$$j_i = j_i^{(0)} (1 + e|U|/kT_i).$$

В случае двухтемпературной функции распределения частиц токи вычисляются отдельно для каждой плазменной составляющей.

Программный комплекс *Coulomb* предусматривает возможность корректировки приведенных расчетных выражений для поверхности реальных КА сложной конфигурации путем расчета траекторий частиц плазмы в собственном электрическом поле КА [15].

Для условий полета на низких околоземных орбитах (в ионосфере) имеем соотношение $v_e \gg V \gg v_i$, поэтому плотность тока ионосферных электронов определяется с помощью приведенных выше выражений, а плотность тока положительных ионов (преимущественно O^+), поток которых имеет ярко выраженную анизотропию по отношению к КА, вследствие чего их часто называют «таранными» ионами, – выражением

$$j_i = en_i V \cos \theta,$$

где θ – угол между направлением вектора скорости КА и направлением внешней нормали данного элемента поверхности [1].

Для фрагментов, заряженных отрицательно, плотность тока положительных ионов рассчитывается в соответствии с [1] путем построения поверхности эффективного собирания ионов, расстояние которой от поверхности КА определяется с учетом малого значения дебаевского радиуса в ионосфере (~ 0.5 см). Физический смысл данной концепции состоит в том, что в области собирания положительные ионы движутся к поверхности КА практически по прямолинейным траекториям [16].

Энергетические спектры авроральных электронов могут описываться максвелловской функцией с температурой ~ 1 – 20 кэВ, однако их часто заменяют моноэнергетическими линиями с энергиями $\sim 5, 10, 20$ кэВ, при этом предполагается, что авроральные электроны движутся преимущественно вдоль геомагнитных силовых линий. Рекомендации по выбору параметров авроральной радиации для математического моделирования электризации КА приведены в работе [17].

Различия условий электризации КА на высоких и низких околоземных орбитах часто заставляют создавать фактически два варианта моделей электризации, в программном комплексе *Coulomb* объединены оба рассматриваемых случая.

Вторично-эмиссионные токи

Для математического описания зависимости вторично-эмиссионных коэффициентов $\sigma = \delta + \eta$ и γ от энергии первичных частиц в комплексе

Coulomb использованы нормированные выражения [18–21]

$$\sigma(E) = \sigma_m (E/E_m)^\alpha \exp\left(1 - 2\sqrt{(E/E_m)\alpha}\right);$$

$$\gamma/\gamma_m = 2(E/E_{m\gamma})^{1/2} (1 + E/E_{m\gamma})^{-1},$$

где σ_m и γ_m – максимальные значения коэффициентов σ и γ , а E_m и $E_{m\gamma}$ – соответствующие этим значениям энергии первичных электронов и протонов.

Приведенная зависимость для электронов представляет собой известную формулу Стерн-гласа [20], модифицированную введением подгоночного параметра α , с помощью которого достигается наилучшее согласие расчетных кривых с экспериментальными данными. При расчете вторично-эмиссионных коэффициентов для первичных частиц с широким распределением по энергии производится интегрирование используемых зависимостей по энергетическому спектру. Необходимо, однако, отметить, что для диэлектрических участков поверхности КА изложенная методика описания вторично-эмиссионных характеристик в некоторых случаях может быть недостаточно точной из-за формирования электрических полей в приповерхностном слое диэлектрика [22].

Для учета возможности подавления вторичной эмиссии на рассматриваемом элементе поверхности дифференциально заряженного КА в большинстве случаев достаточно ввести в используемые расчетные формулы множитель $\exp(-E_n/E_{block})$, в котором E_n – нормальная составляющая напряженности электрического поля на поверхности объекта; E_{block} – модельный параметр [23]. Величина этого параметра зависит от энергии выхода электрона и характерного размера дискретных элементов модели

КА. Для типичных материалов в используемых нами геометрических моделях поверхности КА $E_{block} = 0.1\text{--}5 \text{ В м}^{-1}$.

Сильное подавление вторичной электронной эмиссии может возникать не только на положительно заряженном элементе конструкции, но и вследствие образования седловых точек на эквипотенциальных поверхностях вблизи, например, вогнутых участков поверхности КА. В подобных случаях для повышения точности расчетов анализируются траектории вторичных электронов в электрическом поле заряженного КА.

Фотоэлектронная эмиссия характеризуется спектральной зависимостью квантового выхода, т.е. числа эмитируемых электронов, приходящихся на один фотон, от энергии фотонов (или от длины волны). В задачах анализа электризации КА удобнее использовать интегральный параметр: плотность тока фотоэлектронной эмиссии j_{ph} при солнечном освещении, величина которой обычно лежит в пределах $\sim(1\text{--}5) \cdot 10^{-5} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$.

Вторично-эмиссионные параметры и плотность тока фотоэлектронной эмиссии для ряда материалов приведены в табл. 2., из которой видно, что для процесса вторичной электронной эмиссии энергия E_m приблизительно соответствует энергии частиц низкотемпературной составляющей плазмы в области ГСО, поэтому при наличии в плазме такой составляющей происходит значительное снижение отрицательного потенциала КА. Аналогичный эффект вызывается фотоэлектронной эмиссией. В комплексе *Coulomb* реализован специальный алгоритм, определяющий для каждого участка поверхности отсутствие его затенения элементами конструкции КА при заданном направлении на Солнце.

Таблица 2

Примеры значений параметров материалов, используемых в *Coulomb*

Материал	σ_m	E_m , кэВ	γ_m	$E_{m\gamma}$, кэВ	j_{ph} , $\text{А} \cdot \text{м}^{-2}$	g , $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$
Алюминий	0.97	0.30	1.30	80	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^7$
Серебро	1.50	0.80	2.50	250	$3.0 \cdot 10^{-5}$	$6.3 \cdot 10^7$
Графит	0.93	0.28	5.00	70	$3.2 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^5$
In_2O_3	2.55	0.35	4.20	45	$3.1 \cdot 10^{-5}$	$2.0 \cdot 10^3$
Полимерная пленка	2.10	0.15	5.80	80	$5.0 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{-13}$
Эмаль	2.10	0.15	5.60	75	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$5.9 \cdot 10^{-14}$
Защитное стекло солнечных батарей	3.30	0.50	5.15	75	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{-16}$

Токи проводимости

Диэлектрические участки поверхности КА обычно представлены в виде тонких покрытий, нанесенных на металлический корпус, поэтому наиболее важны токи утечки между поверхностью покрытия и корпусом, плотность которых j_{cond} рассчитывается следующим образом:

$$j_{cond} = g(U_m - U_s)/d,$$

где d — толщина покрытия; g — объемная удельная проводимость диэлектрика материала; U_m — потенциал корпуса КА; U_s — локальный потенциал поверхности диэлектрического покрытия.

В условиях космического пространства проводимость диэлектриков может изменяться на два-три порядка под влиянием температуры, ионизирующего излучения и внутреннего электрического поля в диэлектрике. В комплексе *Coulomb* учитывается зависимость объемной проводимости

диэлектриков от температуры и напряженности внутреннего электрического поля [24].

СТРУКТУРА ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА *COULOMB*

Расчет распределения потенциала на поверхности и в окрестности космического аппарата

Частичное описание программного комплекса *Coulomb* было дано ранее [25, 26], его современная структура представлена на рис. 1. Для общего управления работой комплекса и визуализации получаемых расчетных данных используются возможности открытой платформы численного моделирования *SALOME* [27].

Геометрическая модель КА, отражающая информацию о его конфигурации и электрофизических свойствах материалов на каждом элементе поверхности, строится из набора простых

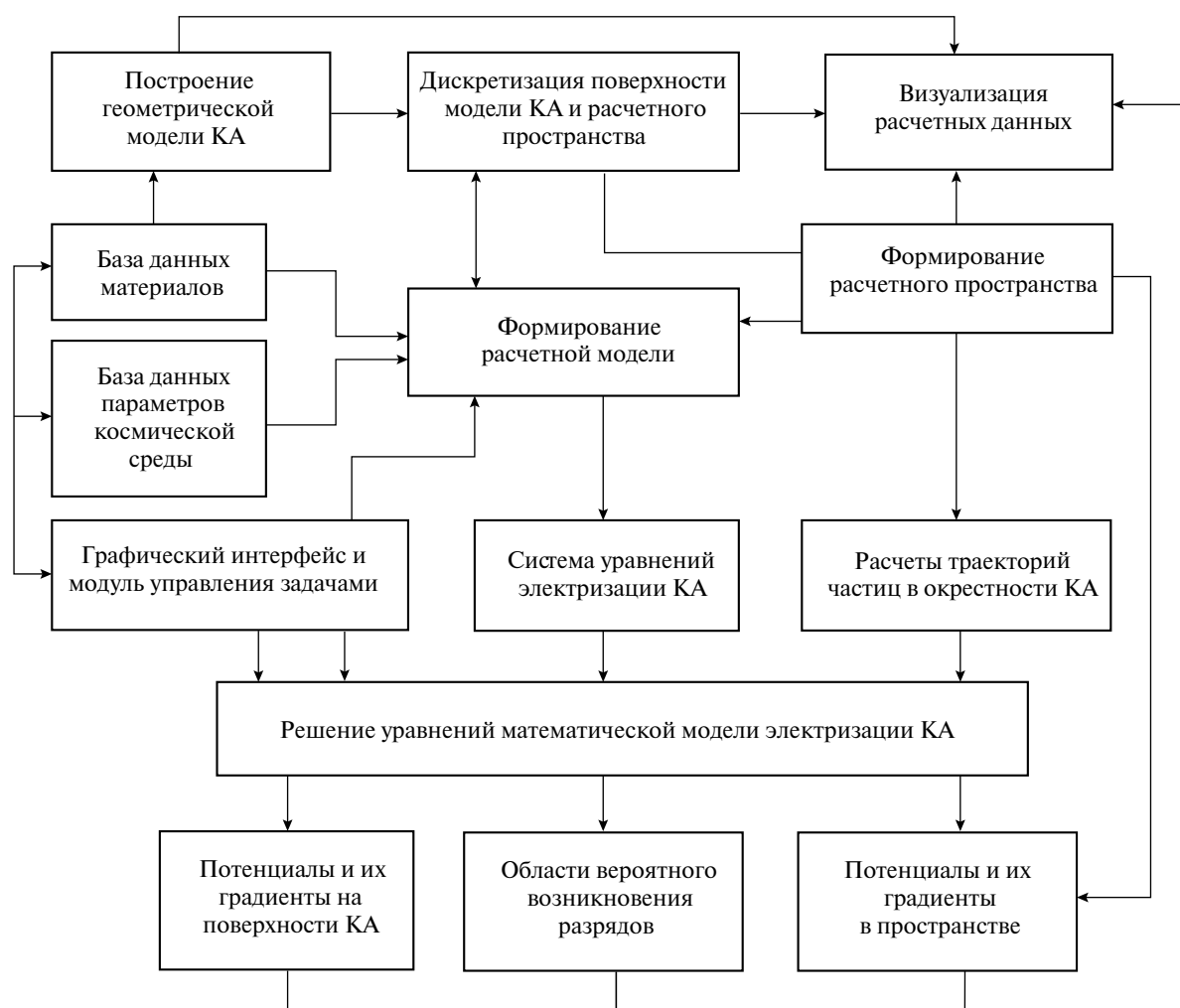


Рис. 1. Общая структура программного комплекса *Coulomb*.

базовых тел (шар, цилиндр, конус, параллелепипед и т.д.) в единой системе координат с помощью трансформационных преобразований. Используемые модели обычно содержат металлический корпус сложной формы, покрытый частично или полностью слоями диэлектриков (эмали, терморегулирующие покрытия, защитные стекла и т.д.) с толщиной много меньшей характерных размеров КА. В общем случае модель КА может состоять из нескольких металлических конструкций, соединенных между собой различными электрическими цепями или электрически независимых.

Для дискретизации поверхности геометрической модели, т.е. разбиения ее на определенное количество элементов, помимо использования стандартных методов *SALOME* применяется произвольное увеличение числа элементов для более

точной аппроксимации мелких фрагментов конструкции КА.

Количество базовых тел в модели КА составляет 200–500, а число элементов поверхности (обычно треугольников) может достигать 5000–10000, в зависимости от сложности конструкции исследуемого КА и характера решаемых задач. При таких значениях обеспечивается приемлемая точность расчетов и устойчивость используемых алгоритмов.

Комплекс *Coulomb* позволяет производить расчеты для весьма сложных объектов, к которым относится, например, Международная космическая станция, при этом возможен анализ роли дополнительных токов, возникающих за счет работы бортового оборудования.

Выбранным числом дискретных элементов поверхности непосредственно определяется число

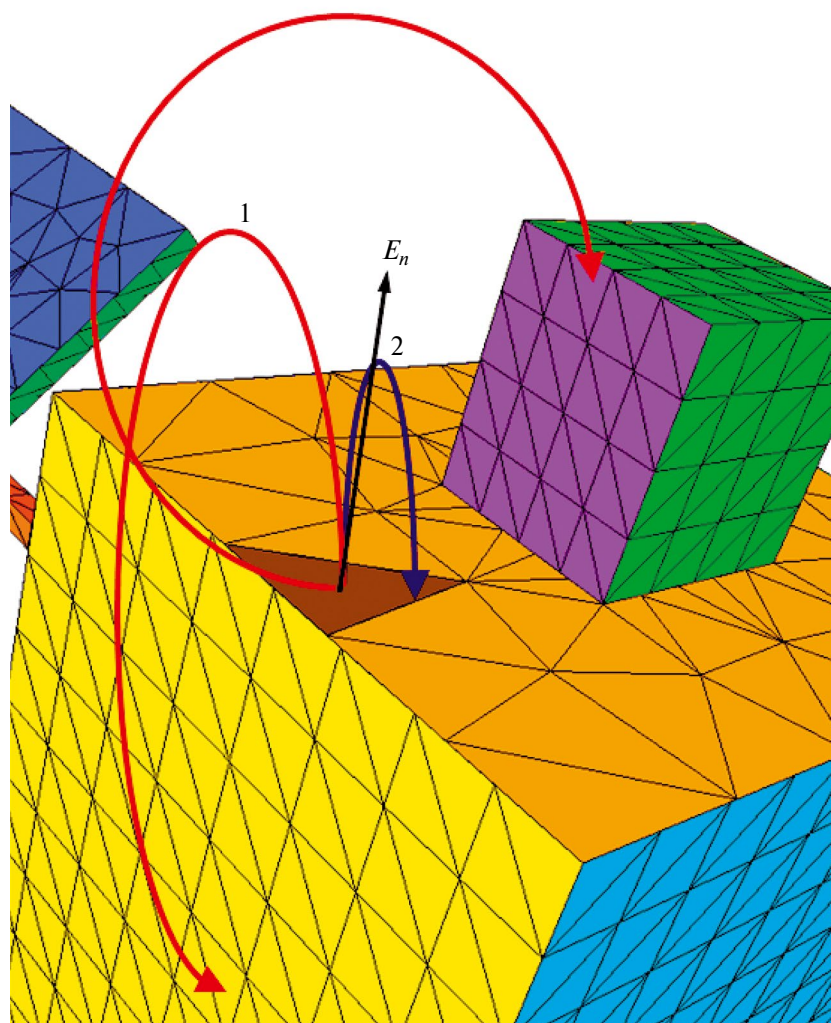


Рис. 2. Возможные траектории вторичных электронов вблизи поверхности КА: 1 — перенос на другие участки поверхности, 2 — возврат на исходный элемент.

уравнений полного тока в решаемой системе уравнений, в которую входят уравнения для диэлектрических элементов поверхности и металлического корпуса. Для решения системы используется универсальный пакет программ *MINPACK* [28].

При решении динамических задач заряжения, обусловленных изменениями параметров окружающей плазмы, условий освещения КА, его ориентации и т.п., рассчитывается зависимость от времени плотности заряда на диэлектрических элементах и полного заряда на металлическом корпусе [29].

В динамических задачах решение системы соответствующих уравнений выполняется с помощью пакета программ *GEARB* с применением неявного многошагового метода Гира [30]. Универсальность данного метода позволяет использовать его при изменении параметров геометрической модели КА и окружающей плазмы в широких пределах.

Расчет распределения потенциала в окрестности КА производится для достаточно разреженной магнитосферной плазмы, в которой дебаевский радиус существенно превышает характерные размеры КА, что справедливо, в частности, для ГСО. Задача решается в трехмерном пространстве, дискретизация которого производится путем построения пространственной сетки, сопряженной с дискретными элементами на поверхности модели. Численное решение выполняется методом интегральных уравнений (граничных элементов), который, как показал проведенный анализ, является оптимальным в данной задаче [15].

При расчете траекторий движения первичных и вторичных заряженных частиц в собственном электрическом поле КА, которое, как правило, имеет сложную структуру, и наложенном внешнем магнитном поле производится последовательное определение координат частицы на каждом временном шаге, при выборе которого важнейшими критериями становятся малые значения изменения напряженности электрического поля на временном шаге и отношения величины перемещения частицы за время шага к размеру ближайшего дискретного элемента поверхности. Эти критерии используются, в частности, при упоминавшемся выше анализе возможности возвращения эмитируемых электронов на исходный элемент поверхности или переноса их на соседние элементы (рис. 2).

Время решения стационарных и динамических задач электризации существенно зависит

от сложности модели КА, разнообразия электрофизических свойств материалов на его поверхности, параметров окружающей плазмы. На современном высокопроизводительном персональном компьютере время решения стационарных задач не превышает, как правило, 10 ч. Объем расчетов существенно зависит от количества дискретных элементов на поверхности, но практически не зависит от геометрических размеров КА.

При решении динамических задач выход на стационарное решение достигается, как правило, за 7–8 ч благодаря тому, что в пакете *GEARB* выполняется автоматическая корректировка шага интегрирования по времени.

ПРИМЕРЫ РАСЧЕТОВ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА *COULOMB*

Равновесное заряжение космического аппарата на геостационарной орбите

В качестве примера рассмотрим рассчитанное с помощью *Coulomb* равновесное распределение потенциала на поверхности модели геостационарного КА, рекомендованной в стандарте [7] для сопоставления различных программных комплексов и использованной в исследовании [31]. Модель состоит из металлического корпуса с конструкционными элементами на его торцах, двух панелей солнечных батарей, закрепленных на штангах, и параболической антенны. Прямоугольный корпус и антенны частично покрыты диэлектрическими материалами. На диэлектрических поверхностях панелей солнечных батарей имеются соединенные с корпусом металлические «вставки», имитирующие токоведущие шины солнечных батарей и создающие неоднородности электрического поля на поверхности. Параметры плазмы, использованные в расчетах, взяты из публикаций [31–33].

На рис. 3 показаны результаты расчета для относительно низкой (а) и более высокой (б) температуры окружающей плазмы при частичном освещении поверхности КА со стороны панелей солнечных батарей. Наиболее темные участки поверхности соответствуют низким (по абсолютному значению) потенциалам, возникающим на освещенных участках. Видно, что во втором случае потенциалы на поверхности значительно выше и отчетливо проявляются неоднородности потенциала, создаваемые металлическими «вставками» на панелях.

Для сопоставления расчетных данных, полученных с помощью программного комплекса

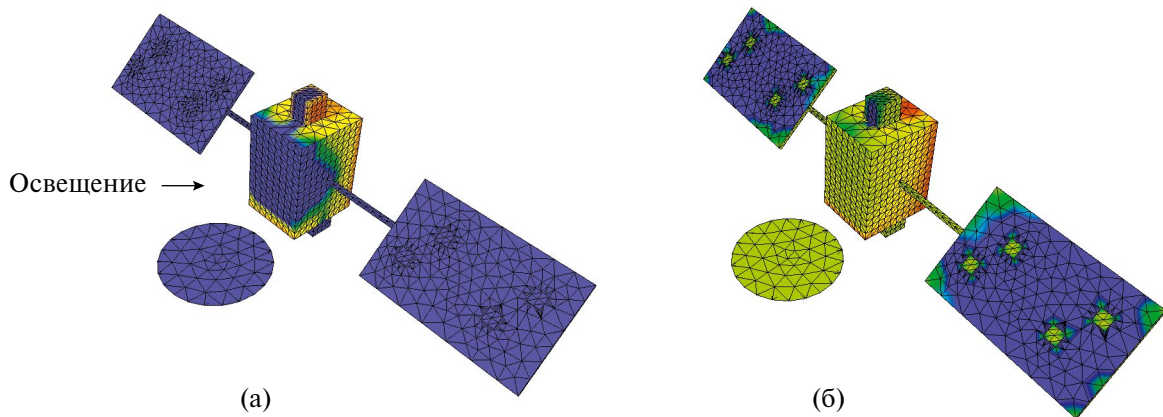


Рис. 3. Распределение потенциала на поверхности модели КА на ГСО для разных значений параметров окружающей плазмы.

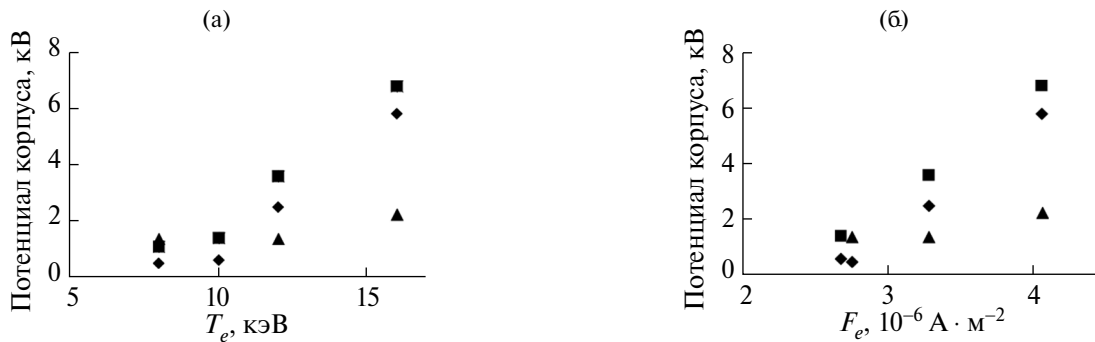


Рис. 4. Зависимость потенциала металлического корпуса КА от параметров воздействующих факторов в однокомпонентной горячей плазме: ■ – Coulomb, ◆ – NASCAP, ▲ – MUSCAT

Coulomb, с данными других программ на рис. 4 приведены рассчитанные для рассмотренной выше модели КА зависимости потенциала металлического корпуса КА от температуры окружающей плазмы (а) и плотности электронного плазменного тока (б). Видно, что имеет место хорошее согласие расчетных данных *Coulomb* и *NASCAP*. Программа *MUSCAT* дает заметно более низкие значения потенциала.

Динамика заряжения космического аппарата на геостационарной орбите

На рис. 5 показаны временные зависимости потенциалов двух элементов непроводящей поверхности КА, находящихся на освещенном и неосвещенном участках, и потенциала металлического корпуса. В данном случае стационарное состояние достигается за время $\sim 10^4$ с при максимальной разности потенциалов между поверхностью и корпусом 6–7 кВ.

На рис. 6 приведены аналогичные расчетные зависимости для цилиндрического КА,

ориентированного боковой поверхностью на Солнце и вращающегося вокруг продольной оси с периодом 24 ч. При выбранных параметрах окружающей плазмы такое вращение является медленным, т.е. время достижения установления стационарного состояния существенно меньше периода вращения. Наблюдающиеся на полученных зависимостях локальные пики обусловлены тем, что в данном случае модель цилиндрического корпуса построена в виде многогранника и при вращении происходит быстрое изменение освещенности отдельных граней.

Распределение потенциала в окрестности заряженного космического аппарата

Для визуализации структуры электрического поля обычно используются сечения полученной трехмерной картины двумя плоскостями, как это показано на рис. 7. При необходимости детализации структуры электрического поля в непосредственной близости от поверхности КА могут быть применены укрупненные расчетные

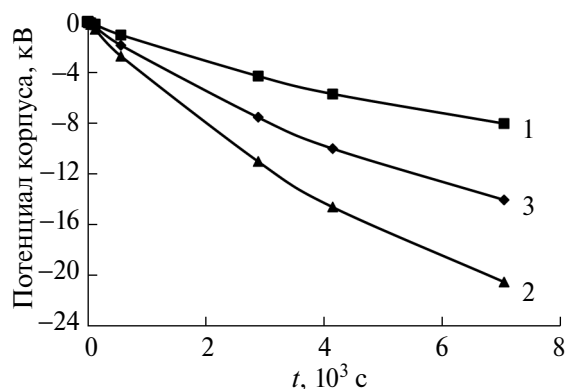


Рис. 5. Временные зависимости потенциала элементов конструкции геостационарного КА: 1 — освещенная сторона панели солнечной батареи; 2 — неосвещенная сторона панели; 3 — металлический корпус.

геометрические модели. Это позволяет проанализировать особенности распределения потенциала около острых элементов конструкции и тем самым более точно указать возможные места возникновения ЭСР. Пример результата такого расчета приведен на рис. 8. Здесь левый элемент конструкции пересекается плоскостью сечения, в которой построена карта распределения потенциала, а правый находится позади этой плоскости.

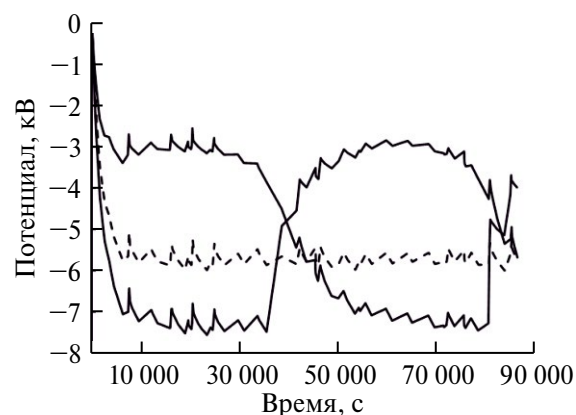


Рис. 6. Изменение потенциала элементов конструкции вращающегося цилиндрического КА: сплошная линия — противоположные стороны непроводящей поверхности; пунктир — металлический корпус.

Заряжение космического аппарата на низких околоземных орбитах в полярных областях

Поскольку в данном случае дифференциальное заряджение КА происходит под действием нескольких анизотропных факторов, вариации потенциала по поверхности оказываются, как правило, значительными. Наибольшие отрицательные потенциалы возникают на участках диэлектрической поверхности, подвергающихся прямому воздействию авроральных электронов. Это иллюстрируется рис. 9, на котором темные

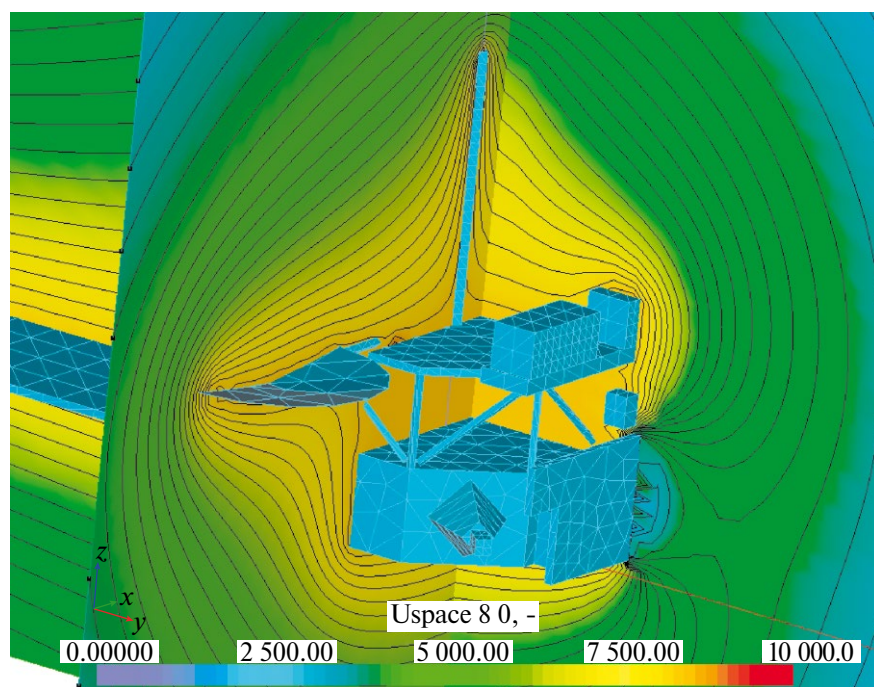


Рис. 7. Электрическое поле в окрестности дифференциально заряженного КА на ГСО.

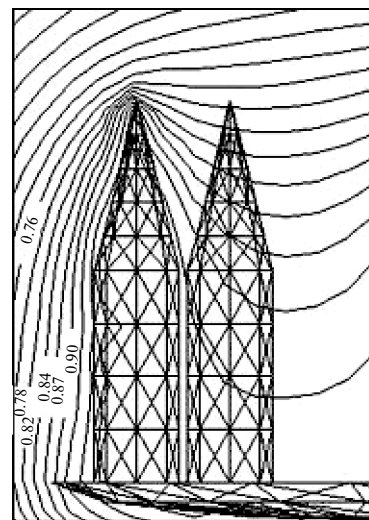


Рис. 8. Детализация электрического поля в окрестности малых элементов конструкции.

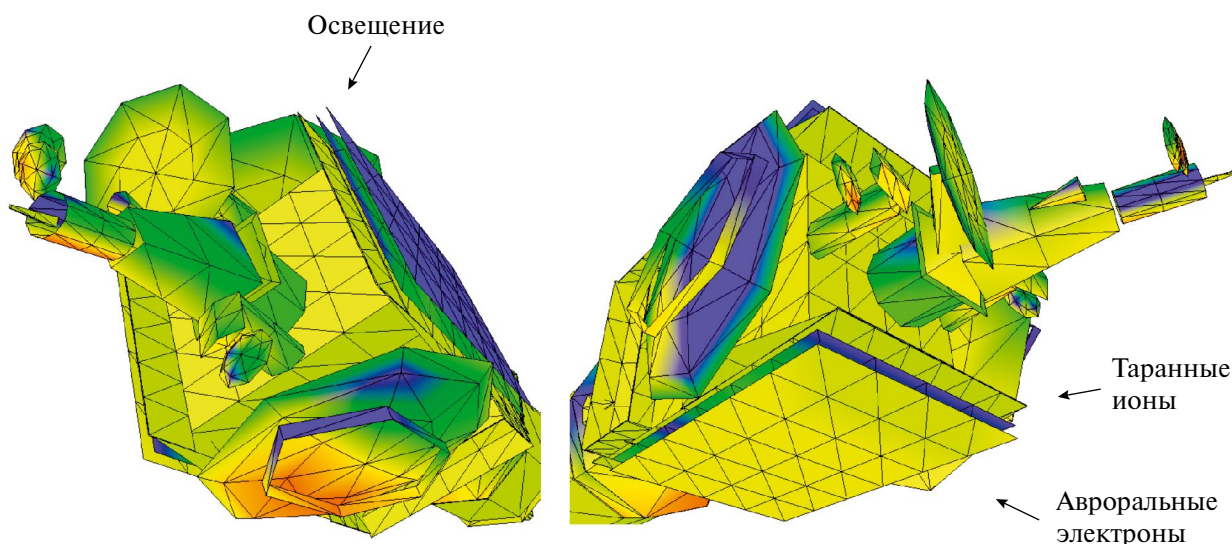


Рис. 9. Дифференциальное заряджение поверхности низкоорбитального КА при воздействии анизотропных факторов в полярной области.

участки соответствуют меньшим отрицательным потенциалам, снижение которых обусловлено прямым солнечным освещением или воздействием потока таранных ионов. При анализе динамики заряджения КА в авроральных областях учитывается сильное отличие постоянных во времени процессов общего и дифференциального заряджения, из-за чего, в частности, равновесное дифференциальное заряджение КА за время пересечения ярких дуг и лучей полярных сияний (~ 0.1 с) может не достигаться.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Программный комплекс *Coulomb* обеспечивает возможность моделирования электризации космических аппаратов в магнитосферной плазме на высоких и низких околоземных орбитах. Для проведения расчетов строится трехмерная геометрическая модель аппарата, содержащая основные фрагменты конструкции и данные о расположении материалов на его поверхности, которая разделяется на дискретные элементы. Последующее численное решение системы уравнений токов, текущих через каждый элемент, позволяет найти распределение электрического потенциала на поверхности и в окрестности дифференциально заряженного аппарата, на основании которого производится контроль уровней заряджения аппарата в разных областях космического пространства, определяются зоны вероятного возникновения электростатических

разрядов на аппарате и разрабатываются методы их предотвращения.

С помощью комплекса *Coulomb* моделируются процессы электризации как для статических, так и для динамических условий, которые могут определяться изменениями параметров окружающей плазмы, освещенности аппарата, его ориентации и т.п. Степень детализации расчетов выбирается с учетом сложности конструкции аппарата, количества материалов с различными свойствами на его поверхности, совокупности внешних воздействующих факторов.

Корректность работы программного комплекса *Coulomb* подтверждена результатами экспериментальных исследований на ряде космических аппаратов. Наряду с зарубежными пакетами программ *NASCAP*, *SPIS*, *MUSCAT* комплекс *Coulomb* рекомендован для применения международным стандартом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Путаевский Л.П. Искусственные спутники в разреженной плазме. М.: Наука, 1964.
2. Katz I., Parks D.E., Mandell M.J. et al. A three dimensional dynamic study of electrostatic charging in materials. NASA-CR-135256. National Technical Information Service, 1977.
3. Roussel J.-F., Rogier F., Volpert D. et al. Spacecraft Plasma Interaction Software (SPIS): numerical solv-

- ers – methods and architecture // Proc. of 9th Spacecraft Charging Technology Conf. Tsukuba, Japan. 2005. Art. ID. JAXA-SP-05–001E.
4. *Hatta S., Muranaka T., Kim J. et al.* Accomplishment of multi-utility spacecraft charging analysis tool (MUSCAT) and its future evolution // *Acta Astronautica*. 2009. V. 64. P. 495–500. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2008.07.023>
 5. Программа расчета параметров электризации космического аппарата COULOMB: св-во о гос. регистрации программы для ЭВМ № 2015615756. М., 2015.
 6. *Novikov L.S., Makletsov A.A., Sinolits V.V.* Comparison of Coulomb-2, NASCAP-2K, MUSCAT and SPIS codes for geosynchronous spacecraft charging // *Adv. Sp. Research*. 2016. V. 57. Iss. 2. P. 671–680. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.11.003>
 7. Space environment (natural and artificial) – Plasma environments for generation of worst case electrical potential differences for spacecraft. ISO 19923:2017. International Organization for Standardization (ISO), 2017.
 8. *Novikov L.S., Mileev V.N., Krupnikov K.K. et al.* Simultaneous investigation of magnetospheric plasma and spacecraft charging // *Advances in Space Research*. 2008. V. 42. Iss. 7. P. 1307–1312. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2008.02.019>
 9. *Novikov L.S., Makletsov A.A., Sinolits V.V. et al.* Charging of Geostationary Satellite Electro-L2 in the Earth Shadow // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2019. V. 47. Iss. 8. P. 3931–3936. <https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2917806>
 10. *Милеев В.Н., Новиков Л.С.* Физико-математическая модель электризации ИСЗ на геостационарной и высокоэллиптических орбитах // *Исследования по геомагнетизму, аэронавтике и физике Солнца*. Вып. 86. М.: Наука, 1989. С. 64–98.
 11. *Новиков Л.С., Бабкин Г.В., Морозов Е.П. и др.* Комплексная методология определения параметров электростатической зарядки электрических полей и пробоев на космических аппаратах в условиях их радиационной электризации. М.: Изд. ЦНИИмаш, 1995. 160 с.
 12. *Garrett H.B.* The charging of spacecraft surfaces // *Rev. Geophys. and Space Physics*. 1981. V. 19. Iss. 4. P. 577–616. <https://doi.org/10.1029/RG019i004p00577>
 13. *Garret H.B.* Review of quantitative models of the 0- to 100keV near Earth plasma // *Rev. Geophys. and Space Physics*. 1979. V. 17. Iss. 3. P. 397–417. <https://doi.org/10.1029/RG017i003p00397>
 14. *Garret H.B., Schwank D.C., De Forest S.E.* A statistical analysis of the low-energy geosynchronous plasma environment – I. Electrons // *Planetary and Space Science*. 1981. V. 29. Iss. 10. P. 1021–1044. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(81\)90001-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(81)90001-5)
 15. Модель космоса. Т. 2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов / под ред. Л.С. Новикова. М.: Изд-во «КДУ», 2007. Гл. 1.8. Электризация космических аппаратов в магнитосферной плазме. С. 236–275; Гл. 1.9. Математическое моделирование электризации космических аппаратов. С. 276–314.
 16. *Katz I., Parks D.E.* Space Shuttle Orbiter Charging // *J. Spacecrafts and Rockets*. 1983. V. 20. Iss. 1. P. 22–25. <https://doi.org/10.2514/3.28352>
 17. *Cho M., Saito K., Hatanaga T.* Data analysis of the polar plasma environment for spacecraft charging analysis // *Acta Astronautica*. 2012. V. 81. Iss. 1. P. 160–173. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2012.07.004>
 18. *Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В.* Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966.
 19. *Бронштейн И.М., Фрайман Б.С.* Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969.
 20. *Sternglass E.J.* Backscattering of kilovolt electrons from solids // *Phys. Rev.* 1954. V. 95. Iss. 2. P. 345–358. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.95.345>
 21. *Whipple E.C.* Potentials of surface in space // *Rep. Prog. Phys.* 1981. V. 44. Iss. 11. P. 1197–1250. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/44/11/002>
 22. *Евстафьева Е.Н., Рау Э.И., Милеев В.Н. и др.* Анализ механизмов зарядки диэлектрических мишеней под воздействием электронного облучения // *Перспективные материалы*. 2010. № 4. С. 11–20.
 23. *Novikov L.S., Makletsov A.A., Sinolits V.V.* Analysis of Recollection and Transfer of Electrons Emitted from Charged Spacecraft Surface Using Coulomb-2 Code // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2017. V. 45. Iss. 8. P. 1919–1922. <https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2669103>
 24. *Adamec V., Calderwood J.H.* Electrical conduction in dielectrics at high fields // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1975. V. 8. Iss. 5. P. 551–560. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/8/5/015>
 25. *Krupnikov K.K., Mileev V.N., Novikov L.S.* A Mathematical Model of Spacecraft Charging ('COULOMB' Tool) // *Rad. Measur.* 1996. V. 26. Iss. 3. P. 513–516. [https://doi.org/10.1016/1350-4487\(96\)00022-4](https://doi.org/10.1016/1350-4487(96)00022-4)
 26. *Krupnikov K.K., Mileev V.N., Novikov L.S. et al.* Measurement of hot magnetospheric plasma at geosynchronous orbit and charging effects // *Proc. ESA Symp. Environment Modelling for Space-based Applications*. ESTEC. Noordwijk, NL. Special Publ. 392. 1996. P. 191–196.
 27. *Ribes A., Caremoli C.* SALOME platform component model for numerical simulation // *Proc. the 31st Annual International Computer Software and Applications Conference COMPSAC07*. Washington, DC. USA. 2007. P. 553–564. <https://doi.org/10.1109/COMPSAC.2007.185>

28. *More J.J., Sorensen D.C., Hillstrom K.E. et al.* The MINPACK Project // Sources and Development of Mathematical Software. New Jersey: Prentice-Hall, 1984. P. 88–111.
29. *Novikov L.S., Makletsov A.A., Sinolits V.V.* Modeling of Spacecraft Charging Dynamics Using COULOMB-2 Code // IEEE Transactions on Plasma Science. 2017. V. 45. Iss. 8. P. 915–1918. <https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2720595>
30. *Hindmarsh A.C.* GEAR: Ordinary Differential Equation System Solver // Lawrence Livermore Laboratory Report UCID-30001. 1974. Rev. 3. P. 1–28.
31. *Ferguson D.C., Wimberly S.C.* The Best GEO Day-time Spacecraft Charging Index // Proc. 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Grapevine, 2013. AIAA 2013–0810. P. 11–17. <https://doi.org/10.2514/6.2013-810>
32. *Matéo-Vélez J.-C., Pignal C., Balcon N. et al.* GEO Spacecraft Worst-Case Charging Estimation by Numerical Simulation // Proc. 13th Spacecraft Charging Technology Conference. Pasadena, USA. 2014. Art.ID hal-01070320.
33. *Toyoda K., Ferguson D.C.* Round-Robin Simulation for GEO Worst-Case Environment for Spacecraft Charging // Proc. 13th Spacecraft Charging Technology Conference. Pasadena, USA. 2014. Art. ID. 171.

УДК 629.7.052

СТАБИЛИЗАЦИЯ РЕГУЛЯРНЫХ ПРЕЦЕССИЙ СПУТНИКА ПРИ ПОМОЩИ МОМЕНТОВ СИЛ ЛОРЕНЦА

© 2024 г. В.И. Каленова^{1*}, В.М. Морозов¹, М.Г. Рак²

¹Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета
имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

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

* kalenova44@mail.ru

Поступила в редакцию 22.03.2023 г.

После доработки 07.04.2023 г.

Принята к публикации 13.04.2023 г.

Рассматривается стабилизация регулярных прецессий спутника на круговой орбите при использовании управляющих моментов, определяемых лоренцевыми силами. Линеаризованная система уравнений движения относится к специальному классу линейных нестационарных систем, приводимых к стационарным. Управляемость исследована как для исходных нестационарных систем, так и на основе приведенных стационарных систем. Построены оптимальные алгоритмы стабилизации. Проведено математическое моделирование предложенных алгоритмов, подтверждающее работоспособность и эффективность предложенной методики.

DOI: 10.31857/S0023420624010087

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные системы ориентации и стабилизации, основанные на различных типах электродинамического взаимодействия спутника с магнитным полем Земли, получили широкое распространение. Важным классом движений спутника относительно центра масс выступают стационарные движения (положения относительно равновесия и регулярные прецессии) в том случае, когда центр масс спутника движется по круговой орбите. Устойчивость этих движений при действии гравитационных, аэродинамических и магнитных моментов рассмотрена в исследованиях [1–3]. В отсутствие диссипативных сил характер устойчивости не является асимптотическим, и вопрос о стабилизации этих движений тем или иным способом представляет практический интерес. Стабилизация положений относительно равновесия при помощи магнитных моментов различной природы рассмотрена в работах [4–6], а с учетом аэродинамических сил – в статье [7]. Обзор работ по управлению ориентацией космических аппаратов при помощи магнитных моментов содержится в публикациях [8, 9]. Стабилизация регулярных прецессий при помощи магнитных моментов, формирующихся за счет взаимодействия собственного магнитного момента спутника с геомагнитным полем,

изучена в исследовании [10], там же представлен краткий обзор работ этого направления.

В настоящей работе рассматривается задача стабилизации регулярных прецессий симметричного спутника при помощи моментов лоренцевых сил, действующих на заряженную часть поверхности спутника. В этом случае управляющий момент отличается от управляющего момента, создаваемого магнитными катушками [11–13].

В работе применяется тот же строгий аналитический подход к решению поставленной задачи, что и в предыдущих наших работах [4, 5, 10]. Он заключается в приведении исходной нестационарной системы к стационарной системе большей размерности, для которой проводится анализ управляемости и строится оптимальный алгоритм стабилизации, основанный на LQR-методе (*англ.* Linear quadratic regulator) на бесконечном интервале времени. Этот подход позволяет построить управление в виде обратной связи с постоянными коэффициентами, обеспечивающее асимптотическую устойчивость стационарной системы. Полученное стабилизирующее управление вводится в исходную нестационарную систему при помощи дополнительных переменных, которые выбираются таким образом, чтобы преобразование от

исходных переменных к переменным приведенной стационарной системы было невырожденным и ограниченным.

Работоспособность и эффективность предлагаемого алгоритма стабилизации подтверждается математическим моделированием.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается движение динамически симметричного спутника около центра масс в гравитационном и магнитных полях Земли. Предполагается, что центр масс спутника движется по круговой орбите.

Системы координат и уравнения движения

Используются две правые системы координат:

- $OXYZ$ – орбитальная система координат с началом в центре масс спутника: ось OZ направлена по радиус-вектору центра масс относительно притягивающего центра (центра Земли); ось OY – по нормали к плоскости орбиты; ось OX дополняет систему до правой тройки;

- $Oxyz$ – полусвязная система координат (не участвующая в собственном вращении): ось Oz направлена по оси динамической симметрии спутника. Положение оси Oz задается двумя углами α, β : α – угол поворота вокруг оси OX , который переводит систему координат $OXYZ$ в систему $OX'YZ'$; β – угол поворота вокруг оси OY' , который переводит систему координат $OX'YZ'$ в систему $Oxyz$. Третий угол φ – угол собственного вращения. Ориентация системы $Oxyz$ относительно орбитальной системы координат $OXYZ$ определяется таблицей направляющих косинусов Θ [14].

	e_τ	e_n	e_r
x	$\cos \beta$	$\sin \alpha \cdot \sin \beta$	$-\cos \alpha \cdot \sin \beta$
y	0	$\cos \alpha$	$\sin \alpha$
z	$\sin \beta$	$-\sin \alpha \cdot \cos \beta$	$\cos \alpha \cdot \cos \beta$

Здесь e_τ, e_n, e_r – единичные векторы по направлениям касательной, нормали и радиус-вектора орбитальной системы координат.

Абсолютная угловая скорость спутника $\omega = \omega_c + \varphi \mathbf{k}$ (где $\mathbf{k}$ – единичный вектор оси симметрии; ω_c – угловая скорость системы координат $Oxyz$) в проекциях на собственные оси имеет вид

$$\begin{aligned}\omega_x &= \dot{\alpha} \cos \beta + \omega_c \sin \alpha \cdot \sin \beta, \\ \omega_y &= \dot{\beta} + \omega_c \cos \alpha, \\ \omega_z &= \dot{\alpha} \sin \beta - \omega_c \sin \alpha \cdot \cos \beta + \dot{\varphi}.\end{aligned}$$

Здесь ω_c – величина угловой скорости орбитального движения. Динамические уравнения движения спутника около центра масс имеют вид

$$J \dot{\omega} + \omega_c J \omega = M_g + M_u.$$

Здесь $J = \text{diag}(J_1, J_1, J_3)$, J_j – главные центральные моменты инерции спутника; $M_g = 3\omega_0^2(e_r J e_r)$ – гравитационный момент; M_u – управляющий момент, который создается за счет лоренцевых сил, возникающих из-за движения заряженной поверхности спутника в магнитном поле Земли [11–13]; $M_u = q \vec{\rho} \times \Theta^T (\vec{V}_c \times \vec{B}(t))$; q – электростатический заряд; ρ – радиус-вектор центра заряда спутника относительно его центра масс; V_c – скорость центра масс спутника; $B(t)$ – вектор индукции геомагнитного поля, которое аппроксимируется прямым магнитным диполем в орбитальной системе координат [15].

$$B(t) = \frac{\mu_e}{R^3} \begin{pmatrix} \cos \omega_0 t \cdot \sin I \\ -\cos I \\ 2 \sin \omega_0 t \cdot \sin I \end{pmatrix} = \frac{\mu_e}{R^3} (b_1 e_\tau + b_2 e_n + b_3 e_r),$$

где $b_1 = \cos \omega_0 t \cdot \sin I$; $b_2 = -\cos I$; $b_3 = 2 \sin \omega_0 t \cdot \sin I$; I – угол наклона плоскости орбиты спутника к плоскости экватора; μ_e – постоянная магнитного поля Земли; R – радиус орбиты центра масс спутника.

В полусвязной системе координат вектор $B(t) = \frac{\mu_e}{R^3} (B_1 \ B_2 \ B_3)$,

$$\begin{aligned}B_1 &= b_1 \cos \beta + b_2 \sin \alpha \cdot \sin \beta - b_3 \cos \alpha \cdot \sin \beta, \\ B_2 &= b_2 \cos \alpha + b_3 \sin \alpha, \\ B_3 &= b_1 \sin \beta - b_2 \sin \alpha \cdot \cos \beta + b_3 \cos \alpha \cdot \cos \beta.\end{aligned}$$

Далее будем считать, что центр заряда поверхности спутника расположен на оси симметрии спутника, т.е. $\rho = (0, 0, z_0)^T$.

Компоненты гравитационного M_g и управляющего момента M_u в системе координат $Oxyz$ имеют вид

$$\begin{aligned}M_{g1} &= 3\omega_0^2 (J_3 - J_1) \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta, \\ M_{g2} &= 3\omega_0^2 (J_3 - J_1) \cos^2 \alpha \cdot \sin \beta \cdot \cos \beta, \\ M_{g3} &= 0,\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}M_{u1} &= m(2 \cos \alpha \cdot \sin \omega_c t \cdot \sin I + \sin \alpha \cdot \cos I), \\ M_{u2} &= m \sin \beta (2 \sin \alpha \cdot \sin \omega_c t \cdot \sin I - \cos \alpha \cdot \cos I), \\ M_{u3} &= 0,\end{aligned}$$

где $m = \frac{\mu_e \omega_0 q z_0}{R^2}$ – управляющее воздействие.

Уравнения движения с учетом полученных выражений для моментов представляются в виде

$$\begin{cases} J_1 \ddot{\alpha} \cos \beta - 2J_1 \dot{\alpha} \dot{\beta} \sin \beta + (2J_1 \omega_0 \sin \alpha \cdot \cos \beta + J_3 \nu_0) \ddot{\beta} + J_3 \nu_0 \omega_0 \cos \alpha + \\ + \omega_0^2 (4J_1 - 3J_3) \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta = m(2 \sin \omega_0 t \cdot \sin I \cdot \cos \alpha + \cos I \cdot \sin \alpha), \\ J_1 \ddot{\beta} + J_1 \dot{\alpha}^2 \sin \beta \cdot \cos \beta - (2J_1 \omega_0 \sin \alpha \cdot \cos^2 \beta + J_3 \nu_0 \cos \beta) \dot{\alpha} - J_1 \omega_0^2 \sin^2 \alpha \cdot \sin \beta \cdot \cos \beta - \\ - J_3 \nu_0 \omega_0 \sin \alpha \cdot \sin \beta + 3\omega_0^2 (J_1 - J_3) \cos^2 \alpha \cdot \sin \beta \cdot \cos \beta = \\ = m(-2 \sin \omega_0 t \cdot \sin I \cdot \sin \alpha \sin \beta + \cos I \cdot \sin \beta \cos \alpha). \end{cases}$$

Здесь $r_0 = \dot{\alpha} \sin \beta - \omega_0 \sin \alpha \cdot \cos \beta + \dot{\phi}$.

Переходя в уравнениях к безразмерным переменным, вводя обозначения $\tau = \omega_0 t$, $u = m\omega_0 / R^2$,

$a = r_0 / \omega_0$, $b = J_3 / J_1$ и при этом сохраняя старые обозначения для дифференцирования по τ , получим

$$\begin{cases} \ddot{\alpha} \cos \beta - 2\dot{\alpha} \dot{\beta} \sin \beta + (2 \sin \alpha \cdot \cos \beta + ab) \ddot{\beta} + ab \cos \alpha + (4 - 3b) \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta = \\ = u(2 \sin \tau \cdot \sin I \cdot \cos \alpha + \cos I \cdot \sin \alpha), \\ \ddot{\beta} + \dot{\alpha}^2 \sin \beta \cdot \cos \beta - (2 \sin \alpha \cdot \cos^2 \beta + ba \cos \beta) \dot{\alpha} - \sin^2 \alpha \cdot \sin \beta \cdot \cos \beta - ab \sin \alpha \cdot \sin \beta + \\ + 3(1 - b) \cos^2 \alpha \cdot \sin \beta \cdot \cos \beta = u(-2 \sin \tau \cdot \sin I \cdot \sin \alpha \cdot \sin \beta + \cos I \cdot \sin \beta \cos \alpha). \end{cases}$$

Стационарные движения

В отсутствие управляющих моментов ($m = 0$) уравнения движения допускают стационарные решения (регулярные прецессии)

$$\alpha = \alpha_0, \beta = \beta_0, \dot{\alpha} = 0, \dot{\beta} = 0, \dot{\phi} = \Omega = \text{const.}$$

Уравнения стационарных движений

$$\begin{cases} \cos \alpha_0 (ab + (4 - 3b) \sin \alpha_0 \cdot \cos \beta_0) = 0, \\ \sin \beta_0 (3(b - 1) \cos^2 \alpha_0 \cdot \cos \beta_0 + \\ + ab \sin \alpha_0 + \sin^2 \alpha_0 \cdot \cos \beta_0) = 0 \end{cases}$$

имеют известные решения, которые называют [16, 17] цилиндрической, гиперболоидальной и конической прецессиями: 1) $\cos \alpha_0 = 0$, $\sin \beta_0 = 0$, ось симметрии перпендикулярна плоскости орбиты; 2) $\cos \alpha_0 = 0$, $\cos \beta_0 = -ab$, ось симметрии перпендикулярна радиус-вектору; 3) $\sin \alpha_0 = \frac{ab}{3b - 4}$, $\sin \beta_0 = 0$, ось симметрии перпендикулярна касательной к орбите.

Стабилизация стационарных движений

Требуется построить управление, обеспечивающее асимптотическую устойчивость стационарных движений. Управляющий момент следует формировать в виде обратной связи по компонентам вектора состояния $\alpha, \beta, \dot{\alpha}, \dot{\beta}$.

Управление строится для линеаризованных уравнений возмущенного движения, которые являются стационарными. Эти уравнения приводятся к стационарным системам большего порядка. Управляемость в рассматриваемых задачах исследуется как исходя из нестационарных систем, так и анализируя приведенные стационарные системы. Исследование управляемости

стационарной системы — необходимый этап для построения корректных алгоритмов стабилизации, основанных на этих системах. Если стационарная система управляема, то управляема и исходная система. Однако неуправляемость стационарной системы (в силу ее избыточности) может и не повлечь неуправляемость исходной системы.

Управляемость стационарных систем можно исследовать, выявляя условия существования в системе линейных интегралов, не зависящих от управления. А затем можно проверить управляемость исходных нестационарных систем в полученных критических случаях.

ЛИНЕАРИЗАЦИЯ. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ К СТАЦИОНАРНЫМ СИСТЕМАМ. УПРАВЛЯЕМОСТЬ

Цилиндрическая прецессия. $\alpha_0 = \pi/2$, $\beta_0 = 0$.

В возмущенном движении положим

$$\alpha = \frac{\pi}{2} + x_1, \beta = x_2.$$

Линеаризованные уравнения управляемого движения являются стационарными и имеют вид

$$\begin{cases} \ddot{x}_1 + k_1 \dot{x}_2 - k_2 x_1 = u \cos I, \\ \ddot{x}_2 - k_1 \dot{x}_1 - k_3 x_2 = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $k_1 = 2 + ab$, $k_2 = 4 + ab - 3b$, $k_3 = 1 + ab$.

На полярной орбите ($\cos I = 0$) система (1), очевидно, неуправляема.

Используя критерий Калмана, можно показать, что исходная стационарная система (1) неуправляема при $k_1 = 0$ или при $k_3 = 0$. Это озна-

чает, что система неуправляема при выполнении одного из соотношений $2+ab=0$ и $1+ab=0$, т.е. $\Omega=\omega_0(1-2/b)$ или $\Omega=\omega_0(1-1/b)$.

Ранее рассматривалась задача стабилизации при помощи моментов, создаваемых за счет взаимодействия собственного магнитного момента спутника с геомагнитным полем [10]. В этом случае система неуправляема на экваториальной орбите или при одновременном выполнении следующих условий: $b=1$ и $a=-2$.

Гиперболидаальная прецессия. $\alpha_0=\pi/2$, $\cos\beta_0=-ab$.

В возмущенном движении положим

$$\alpha=\frac{\pi}{2}+x_1, \beta=\beta_0+x_2.$$

Линеаризованные уравнения управляемого движения имеют вид

$$\begin{cases} \ddot{x}_1+\dot{x}_2+kx_1=ud_1^2, \\ \ddot{x}_2-\cos^2\beta_0\dot{x}_1+\sin^2\beta_0x_2=ud_2^2\sin\tau. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $k=3(b-1)$, $d_1^2=\frac{\cos I}{\cos\beta_0}$ и $d_2^2=-2\sin\beta_0\cdot\sin I$.

Согласно [18] введем новые переменные y_j ($j=1, \dots, 6$) по формулам

$$\begin{aligned} x_1 &= y_1 \cos\tau + y_3 \sin\tau + y_5, \\ x_2 &= y_2 \cos\tau + y_4 \sin\tau + y_6. \end{aligned} \quad (3)$$

Новые переменные удовлетворяют стационарной системе

$$\begin{cases} \ddot{y}_1+\dot{y}_2+2\dot{y}_3+ly_1+y_4=0, \\ \ddot{y}_2-\cos^2\beta_0\dot{y}_1+2\dot{y}_4-\cos^2\beta_0y_2-\cos^2\beta_0y_3=0, \\ \ddot{y}_3-2\dot{y}_1+\dot{y}_4-y_2+ly_3=0, \\ \ddot{y}_4-2\dot{y}_2-\cos^2\beta_0\dot{y}_3+\cos^2\beta_0y_1- \\ -\cos^2\beta_0y_4=ud_2^2, \\ \ddot{y}_5+\dot{y}_6+ky_5=ud_1^2, \\ \ddot{y}_6-\cos^2\beta_0\dot{y}_5+\sin^2\beta_0y_6=0. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь $l=k-1$.

Рассмотрим управляемость нестационарной системы (2) и стационарной системы (4).

Если орбита экваториальная ($\sin I=0$), то система (2) становится стационарной, и она является управляемой при $\sin\beta_0\neq 0$.

На экваториальной орбите система (2) является стационарной, и вводить новые переменные не требуется. Система является управляемой при любых параметрах.

Если орбита полярная ($\cos I=0$), то $d_1^2=0$, и вводить переменные y_5, y_6 не требуется. В этом случае условие неуправляемости как для

системы (2), так и для системы (4) примет вид $b=1$, т.е. $J_3=J_1$ или $\sin\beta_0=0$.

Если орбита не является ни экваториальной, ни полярной, то как система (2), так и (4) управляема при $b\neq 1$ и $\sin\beta_0\neq 0$.

При стабилизации за счет взаимодействия собственного магнитного момента спутника с геомагнитным полем [10] система неуправляема на полярной и экваториальной орбите, только если $b=1$. Если орбита не является ни экваториальной, ни полярной, то система управляема при любых параметрах.

Коническая прецессия. $\sin\alpha_0=\frac{ab}{3b-4}$, $\beta_0=0$.

В возмущенном движении положим

$$\alpha=\alpha_0+x_1, \beta=x_2.$$

В этом случае линеаризованные уравнения управляемого движения имеют вид

$$\begin{cases} \ddot{x}_1+n_1\dot{x}_2+n_2x_1=u(d_1+d_2\sin\tau), \\ \ddot{x}_2-n_1\dot{x}_1+n_3x_2=0. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь $n_1=(3b-2)\sin\alpha_0$, $n_2=(4-3b)\cos^2\alpha_0$, $n_3=3(1-b)$, $d_1^3=\sin\alpha_0\cdot\cos I$, $d_2^3=2\cos\alpha_0\cdot\sin I$.

Как и выше, согласно [18] введем новые переменные y_j ($j=1, \dots, 6$) по формулам (3). Новые переменные удовлетворяют стационарной системе

$$\begin{cases} \ddot{y}_1+n_1\dot{y}_2+2\dot{y}_3+\tilde{n}_2y_1+n_1y_4=0, \\ \ddot{y}_2-n_1\dot{y}_1+2\dot{y}_4+\tilde{n}_3y_2-n_1y_3=0, \\ \ddot{y}_3-2\dot{y}_1+n_1\dot{y}_4-n_1y_2+\tilde{n}_2y_3=ud_2^3, \\ \ddot{y}_4-2\dot{y}_2-n_1\dot{y}_3+n_1y_1+\tilde{n}_3y_4=0, \\ \ddot{y}_5+n_1\dot{y}_6+n_2y_5=ud_1^3, \\ \ddot{y}_6-n_1\dot{y}_5+n_3y_6=0. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь $\tilde{n}_2=n_2-1$, $\tilde{n}_3=n_3-1$.

Если $\cos\alpha_0=0$, или $b=1$, или $b=2/3$, то система (5) неуправляема при любом I .

На экваториальной орбите ($\sin I=0$) у системы (5) появляется дополнительное условие неуправляемости: $\sin\alpha_0=0$.

На полярной орбите ($\cos I=0$) появляется дополнительное условие неуправляемости системы (5): $\cos\alpha_0=0$.

Для расширенной стационарной системы (6) помимо вышеперечисленных существует условие неуправляемости $\sin^2\alpha_0=1/2$.

При стабилизации за счет взаимодействия собственного магнитного момента спутника с геомагнитным полем [10] на экваториальной орбите система неуправляема, если $b=2/3$ или

$b = 1$. На полярной орбите система неуправляема, если $b = 2/3$ или $\sin^2 \alpha_0 = 1/2$. Если орбита не является ни экваториальной, ни полярной, то система управляема при любых параметрах.

Построение стабилизирующего управления

Способ построения алгоритма стабилизации

Для гиперболоидальной и конической прецессий поведение вектора $x = (x_1 \ x_2)^T$ исходной системы описывается нестационарными системами (2) и (5) соответственно. Для построения алгоритмов стабилизации эти системы должны быть представлены в форме Коши:

$$\begin{cases} \dot{X} = A_x X + B_x u, X = \begin{bmatrix} x \\ \dot{x} \end{bmatrix}, \\ A_x = \begin{bmatrix} O_2 & E_2 \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix}, A_{21} = \begin{pmatrix} a_{11}^j & 0 \\ 0 & a_{22}^j \end{pmatrix}, \\ A_{21} = \begin{pmatrix} 0 & a_{14}^j \\ a_{23}^j & 0 \end{pmatrix}, B_x = \begin{bmatrix} O_{21} \\ B_{21} \end{bmatrix}, B_{21} = \begin{pmatrix} b_1^j \\ b_2^j \end{pmatrix}. \end{cases} \quad (7)$$

Одна из основных идей предлагаемого метода состоит в использовании построенных стационарных систем (4) и (6) для выбора стабилизирующего управления. Это алгоритмизированный, устойчивый в работе способ, удобный для применения (см. работы [4, 5, 10, 18]).

Задача стабилизации состоит в том, чтобы построить управление, обеспечивающее при $\tau \rightarrow \infty$ стремление к нулю компонент вектора состояния $Y(2n \times 1)$ системы, полученной из указанных стационарных систем:

$$\dot{Y} = A_y Y + B_y u, Y = \begin{pmatrix} y \\ \dot{y} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Предполагается, что пара A_y, B_y управляема. Матрицу коэффициентов управления можно выбрать из условия минимума квадратичного функционала

$$J = \frac{1}{2} \int_0^\infty Y^T Q Y + \gamma u^2 d\tau,$$

где Q — неотрицательно определенная постоянная матрица соответствующей размерности, $\text{const} > 0$. Оптимальное управление имеет вид [19]

$$u = -K_y Y(\tau), K_y = \frac{1}{\gamma} B_y^T P.$$

Матрица P размерности $2n \times 2n$ является решением матричного уравнения Риккати

$$\dot{P} = -PA_y - A_y P + \frac{1}{\gamma} PB_y B_y^T P - Q. \quad (9)$$

Система (7) стационарна и управляема, поэтому уравнение (9) имеет положительно

определенное стационарное решение, совпадающее с единственным решением алгебраического уравнения Риккати

$$PA_y + A_y P - \frac{1}{\gamma} PB_y B_y^T P + Q = 0.$$

Синтезированное на основе расширенной стационарной системы управляющее воздействие является функцией переменных $Y(\tau)$ стационарной системы более высокого порядка, чем исходная нестационарная система. Для введения управления непосредственно в исходную систему следует выразить вектор Y через вектор x исходной системы, дополненный некоторым вектором x' , и их производные. Вектор $\xi = (x \ x')^T$ и вектор y связаны соотношением

$$\xi = T_Y y, T_Y = \begin{bmatrix} F(\tau) \\ D(\tau) \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Дополнительный вектор x' вводится таким образом, чтобы квадратная матрица T_Y была невырожденной. Введем вектор $\eta = (\xi \ \xi)^T$. Тогда управление может быть записано в виде

$$u(\tau) = -K_y T_Y(\tau) \eta(\tau). \quad (11)$$

Уравнения для дополнительного вектора $X' = (x' \ \dot{x}')^T$ имеют вид

$$\dot{X}' = A' X' + B(\tau) u. \quad (12)$$

Расширенная нестационарная система для построения алгоритма стабилизации состоит из исходной системы (7) и системы (12), где управление формируется согласно (11) с учетом формул (10).

Решения этой расширенной нестационарной системы, замкнутой управлением (11), стремятся к нулю при $\tau \rightarrow \infty$ в силу выбора матрицы K_y , так как компоненты вектора ξ связаны с компонентами вектора y ограниченным преобразованием (10).

Алгоритм стабилизации регулярных прецессий

1. Цилиндрическая прецессия.

Поскольку система (1) стационарна, то вводить дополнительные переменные не требуется. Процесс стабилизации заключается в нахождении постоянных коэффициентов управления K_x для решения задачи оптимальной стабилизации стационарной системы (на основе алгебраического уравнения Риккати).

2. Гиперболоидальная и коническая прецессии.

Матрицы F, D преобразования (9) имеют вид

$$F = \begin{bmatrix} E_2 \cos \tau & E_2 \sin \tau & E_2 \end{bmatrix}, D = \begin{bmatrix} O_2 & E_2 & O_2 \\ E_2 & O_2 & O_2 \end{bmatrix}.$$

Матрицы расширенной нестационарной системы (7), (12) в этом случае имеют вид

$$A_x = \begin{bmatrix} O_2 & E_2 \\ A_{21}^j & A_{22}^j \end{bmatrix}, B_x = \begin{bmatrix} O_{21} \\ B_{21}^j \end{bmatrix}, A' = \begin{bmatrix} O_{66} & E_6 \\ A_1' & A_2' \end{bmatrix},$$

$$A_1' = \begin{bmatrix} A_{23}^j & -A_{22}^j & O_{22} \\ A_{22}^j & A_{23}^j & O_{22} \\ O_{22} & O_{22} & A_{21}^j \end{bmatrix}, A_2' = \begin{bmatrix} A_{22}^j & 2E_2 & O_{22} \\ -2E_2 & A_{22}^j & O_{22} \\ O_{22} & O_{22} & A_{22}^j \end{bmatrix},$$

$$B' = \begin{bmatrix} O_{61} \\ \tilde{B}' \end{bmatrix}, \tilde{B}' = \begin{bmatrix} O_{21} \\ B_2^j \\ B_3^j \end{bmatrix}.$$

Для гиперболоидальной прецессии:

$$A_{21}^2 = \begin{pmatrix} -k & 0 \\ 0 & -\sin^2 \beta_0 \end{pmatrix}, A_{22}^2 = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ \cos^2 \beta_0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$A_{23}^2 = \begin{pmatrix} -l & 0 \\ 0 & \cos^2 \beta_0 \end{pmatrix}, B_{21}^2 = \begin{pmatrix} d_1^2 \\ d_2^2 \sin \tau \end{pmatrix},$$

$$B_2^2 = \begin{pmatrix} 0 \\ d_2^2 \end{pmatrix}, B_3^2 = \begin{pmatrix} d_1^2 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Для конической прецессии:

$$A_{21}^3 = \begin{pmatrix} -n_2 & 0 \\ 0 & -n_3 \end{pmatrix}, A_{22}^3 = \begin{pmatrix} 0 & -n_1 \\ n_1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$A_{23}^3 = \begin{pmatrix} -\tilde{n}_2 & 0 \\ 0 & -\tilde{n}_3 \end{pmatrix}, B_{21}^3 = \begin{pmatrix} d_1^3 + d_2^3 \sin \tau \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$B_2^3 = \begin{pmatrix} d_2^3 \\ 0 \end{pmatrix}, B_3^3 = \begin{pmatrix} d_1^3 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Таким образом, алгоритм стабилизации нестационарных систем для указанных случаев прецессий состоит из трех этапов:

1) нахождение постоянных коэффициентов управления K_y для решения задачи оптимальной стабилизации соответствующей стационарной системы (на основе алгебраического уравнения Риккати);

2) построение управления в виде соотношений (10) с помощью невырожденных преобразований $T(\tau)$;

3) решение расширенной нестационарной системы, содержащей исходную нестационарную систему (6) и уравнения для вспомогательных переменных (11).

Моделирование

Цель приведенных ниже результатов моделирования – показать принципиальную применимость предложенных алгоритмов и продемонстрировать их работоспособность. Моделирование проводилось при помощи стандартного пакета Wolfram mathematica v11.0. Коэффициенты управления выбирались при помощи стандартной программы LQR для стационарных систем (7).

Наклон орбиты движения спутника $I = \pi/6$. Начальные отклонения по углам $x_1(0) = x_2(0) = 0.1$; по скоростям $\dot{x}_1(0) = \dot{x}_2(0) = 0$.

Для цилиндрической прецессии и параметров $a=5, b=1.5, \gamma=1, Q=E$ результаты моделирования представлены на рис. 1а, б.

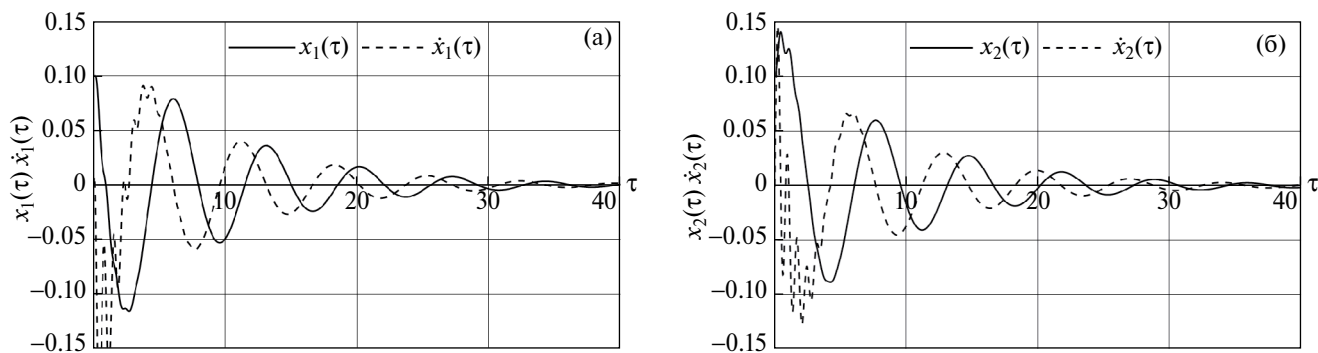


Рис. 1.

Для цилиндрической прецессии и параметров $a=5, b=0.5, \gamma=1, Q=E$ результаты моделирования представлены на рис. 2а, б.

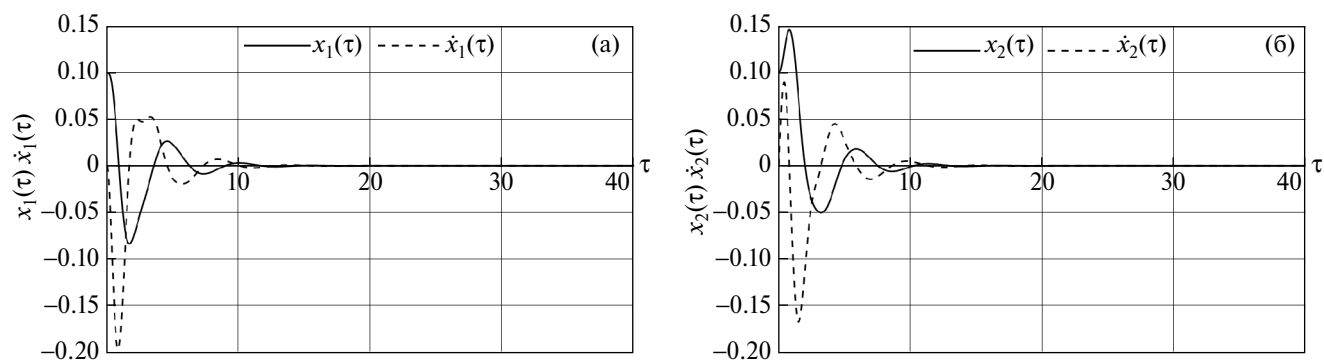


Рис. 2.

Для гиперболоидальной прецессии и параметров $a=1.5$, $b=0.5$, $\gamma=1$, $Q=E$ результаты моделирования представлены на рис. 3а, б.

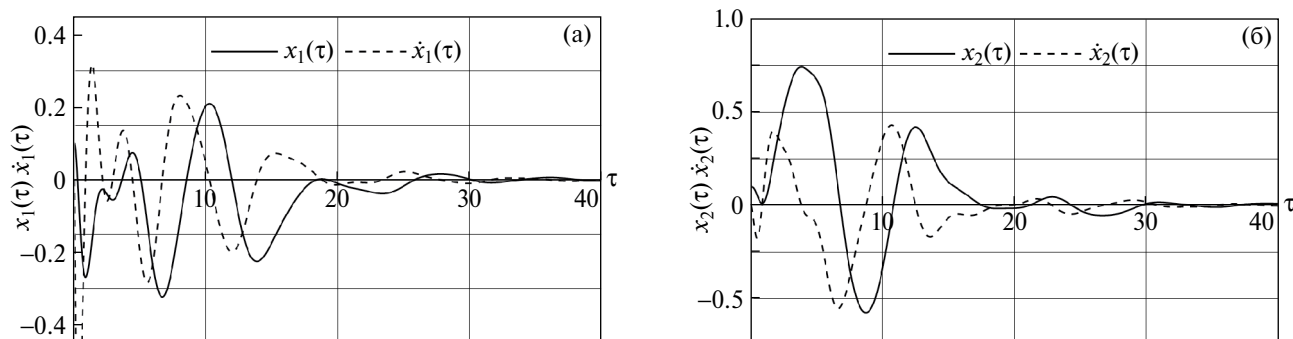


Рис. 3.

Для конической прецессии и параметров $a=-10$, $b=0.05$, $\gamma=1$, $Q=E$ результаты моделирования представлены на рис. 4а, б.

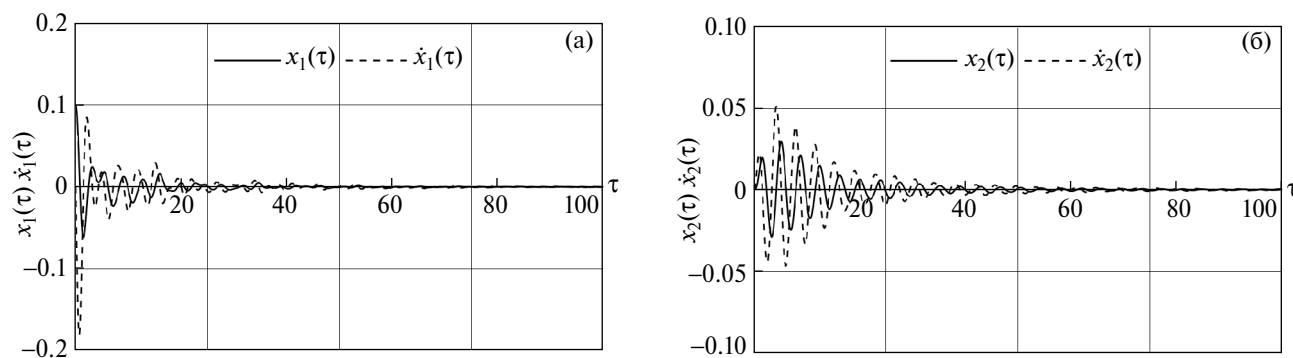


Рис. 4.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозов В. М. Об устойчивости движения гиростата под действием гравитационных магнитных и аэродинамических моментов // Косм. исслед. 1967. Т. 5. № 5. С. 727–732.
2. Морозов В. М. Об устойчивости относительного равновесия спутника при действии гравитационного, магнитного и аэродинамического моментов // Косм. исслед. 1969. Т. 7. № 3. С. 395–401.
3. Морозов В. М. Устойчивость движения космических аппаратов // Итоги науки и техники. Сер. «Общая механика». М.: ВИНТИ, 1971. С. 1–83.
4. Морозов В. М., Каленова В. И. Управление спутником при помощи магнитных моментов: управляемость и алгоритмы стабилизации // Косм. исслед. 2020. Т. 58. № 3. С. 199–207.
5. Морозов В. М., Каленова В. И. Стабилизация положения равновесия спутника при помощи магнитных и лоренцевых моментов // Косм. исслед. 2021. Т. 59. № 5. С. 393–407.
6. Kalenova V. I., Morozov V. M. Novel Approach to Attitude Stabilization of Satellite using Geomagnetic Lorentz forces // Aerospace Science and Technology. 2020. V. 106. Art. ID. 106105. <https://doi.org/10.1016/j.ast.2020.106105>
7. Морозов В. М., Каленова В. И. Стабилизация относительного равновесия спутника при помощи магнитных моментов с учетом аэродинамических сил // Косм. исслед. 2022. Т. 60. № 3. С. 246–253.
8. Овчинников М. Ю., Ролдугин Д. С. Современные алгоритмы активной магнитной ориентации спутников // Космические аппараты и технологии. 2019. Т. 3. № 2 (28). С. 73–86. <https://doi.org/10.26732/2618-7957-2019-2-73-86>
9. Ovchinnikov M. Yu., Roldugin D. S. A survey on active magnetic attitude control algorithms for small satellites // Progress in Aerospace Sciences. 2019. V. 109. Art. ID. 100546. <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2019.05.006>
10. Каленова В. И., Морозов В. М., Рак М. Г. О стабилизации регулярных прецессий спутника при помощи магнитных моментов // Прикладная математика и механика. 2021. Т. 85. № 4. С. 436–453. <https://doi.org/10.31857/S003282352104010X>
11. Тихонов А. А. Метод полупассивной стабилизации космического аппарата в геомагнитном поле // Косм. исслед. 2003. Т. 41. № 1. С. 69–79.
12. Antipov K. A., Tikhonov A. A. On satellite electrodynamic attitude stabilization // Aerospace Science and Technology. 2014. V. 33. P. 92–99. <https://doi.org/10.1016/j.ast.2014.01.004>
13. Aleksandrov A. Yu., Aleksandrova E. B., Tikhonov A. A. Stabilization of a programmed rotation mode for a satellite with electrodynamic attitude control system // Advances in Space Research. 2018. V. 62. P. 142–151. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2018.04.006>
14. Лурье А. А. Аналитическая механика. М.: ГИФМЛ, 1961. 824 с.
15. Wertz J. Spacecraft attitude determination and control. Dordrecht, The Netherlands: D. Reidel Publishing Company, 1978. 876 p.
16. Likins P. W. Stability of a symmetrical satellite in attitudes fixed in an orbiting reference frame // J. Astronautical Sciences. 1965. V. 12 (1). P. 18–24.
17. Белецкий В. В. Движение спутника относительно центра масс в гравитационном поле. М.: Изд-во Московского ун-та, 1975. 308 с.
18. Каленова В. И., Морозов В. М. Линейные нестационарные системы и их приложения к задачам механики. М.: Физматлит, 2010. 208 с.
19. Ройтенберг Я. Н. Автоматическое управление. М.: Наука, 1978.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ОРБИТАЛЬНЫЙ ГИРОКОМПАС. ВОПРОСЫ ТЕОРИИ И ПРИМЕНЕНИЯ

© 2024 г. И.Н. Абезяев¹, *

¹Акционерное общество «Военно-промышленная корпорация
“Научно-производственное объединение машиностроения”»,

Московская обл., Реутов, Россия

*iabeziaev@gmail.com

Поступила в редакцию 23.02.2023 г.

После доработки 08.06.2023 г.

Принята к публикации 09.06.2023 г.

Разработанный пространственный (3D) орбитальный гироскоп позволяет выполнять все необходимые функции угловой ориентации космического аппарата (КА) относительно орбитальной системы координат (ОСК). В этом отношении он ничем не отличается от системы астроориентации (САО), за исключением применения разнотипных датчиков внешней информации. В первом случае это прибор ориентации по Земле (ПОЗ), во втором – астродатчик (АД). Каждая система имеет свои преимущества и недостатки. Преимущество САО – более высокая точность ориентации. Несомненное преимущество 3D-гироскопа – возможность длительного управления ориентацией КА без использования данных баллистики. Достаточно высокая функциональность 3D-гироскопа делает систему ориентации КА, построенную на его основе, вполне конкурентной по отношению к системам ориентации, построенным по принципу астроориентирования, вследствие чего задача исследования свойств и улучшения точностных характеристик прибора становится актуальной.

DOI: 10.31857/S0023420624010092

ВВЕДЕНИЕ

Пространственный 3D-гироскоп [1] с применением современных ПОЗ может стать эффективным средством ориентации КА. В связи с этим возникает потребность объективной оценки точностных параметров 3D-гироскопа, которые могут быть достигнуты в полетных условиях. Несмотря на то что вопросы точности орбитального гироскопирования неоднократно обсуждались [2, 3–7], ясного ответа на них получено не было. Например, в статье [2] сигналы «наблюдателя», поступающие на исполнительные органы КА, т.е. сигналы, соответствующие ошибкам стабилизации, определены как параметры ориентации орбитального гироскопа (ОГК) относительно ОСК, которые таковыми не являются, так как в этом случае игнорируются собственные ошибки ОГК. Подобная ситуация просматривается и в других публикациях, где смешиваются понятия стабилизации КА (выходные сигналы ОГК) и ориентации (ошибки ориентации приборных осей ОГК относительно ОСК). Введение понятия «приборная система координат гироскопа», сделанное в статье,

дает возможность получить уравнения гироскопа в двух различных формах, разделить ошибки на ошибки ориентации и стабилизации, выразить ошибки ориентации ОГК в аналитической форме и найти условия их компенсации (калибровки) в полетных условиях.

СИСТЕМЫ КООРДИНАТ

Начало инерциальной системы координат (ИСК) совпадает с центром общеземной системы координат, ось Z направлена в Северный полюс мира, ось X расположена в плоскости экватора и направлена в точку весеннего равноденствия, ось Y дополняет систему до правой. ОСК ($X_o Y_o Z_o$) – начало находится в центре масс КА, ось Y_o совпадает с направлением радиус-вектора, проходящего из центра Земли к центру масс КА, ось X_o лежит в плоскости орбиты и направлена в сторону движения КА, ось Z_o дополняет систему до правой. Положение ОСК относительно ИСК определяется матрицей

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \mathbf{M}(\Omega \rightarrow i \rightarrow u),$$

где Ω измеряется в плоскости экватора от направления весеннего равноденствия до линии узлов; i — угол наклона плоскости орбиты; u — аргумент широты.

Приборная система координат (ПСК) $X_d Y_d Z_d$ вводится следующим образом. Обозначим малые ошибки ориентации гирокомпаса относительно ОСК: α — курс (Y_d); ϑ — тангаж (Z_d); β — крен (X_d), при этом матрицу ориентации, составленную из этих компонент

$$\begin{pmatrix} 1 & \vartheta & -\alpha \\ -\vartheta & 1 & \beta \\ \alpha & -\beta & 1 \end{pmatrix},$$

всегда будем считать ортогональной с точностью до величин второго порядка малости, для которой выполняется условие $\mathbf{M}_{\alpha,\vartheta,\beta} \mathbf{M}_{\alpha,\vartheta,\beta}^T = \mathbf{I}$.

Система координат программная (СКП) — $X_p Y_p Z_p$ задается тремя последовательными поворотами КА на программные углы $\psi_p \rightarrow \vartheta_p \rightarrow \gamma_p$ (курс, тангаж, крен) относительно ОСК. В то же время программное движение КА совершается относительно ПСК, являющейся приборной реализацией ОСК.

Связанная система координат (ССК) — XYZ совпадает с главными центральными осями инерции КА. Положение ССК относительно СКП определяется тремя углами (ошибками) стабилизации $\Delta\psi, \Delta\vartheta, \Delta\gamma$ (курс, тангаж, крен). Положение ССК относительно ОСК задается тремя последовательными углами $\psi \rightarrow \vartheta \rightarrow \gamma$ (курс, тангаж, крен).

На рис. 1 показана структура ошибок ориентации КА в канале крена (структуры ошибок в каналах курса и тангажа имеют аналогичный вид).

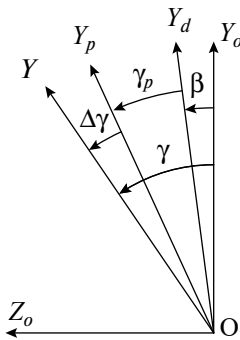


Рис. 1. Структура ошибок ориентации КА: β — ошибка ориентации приборной оси гирокомпаса Y_d относительно оси Y_o ОСК, γ_p — угол программного поворота КА, $\Delta\gamma$ — ошибка стабилизации КА (ССК) относительно СКП, γ — угловое положение КА относительно ОСК.

Связь ошибок ориентации и стабилизации с введением ПСК принимает вид (для $\gamma_p = \vartheta_p = 0$)

$$\psi = \alpha + \Delta\psi, \vartheta = \theta + \Delta\vartheta, \gamma = \beta + \Delta\gamma. \quad (1)$$

Все параметры в выражении (1) малые первого порядка, так как $\Delta\psi, \Delta\vartheta, \Delta\gamma$ — это ошибки стабилизации ССК относительно ПСК по курсу, тангажу и крену, которые в пределе стремятся к нулевым значениям, а α, θ, β — ошибки ПСК относительно ОСК.

Таким образом, ошибки ориентации КА относительно ОСК (ψ, ϑ, γ) равны сумме ошибок системы ориентации (α, θ, β) и системы стабилизации ($\Delta\psi, \Delta\vartheta, \Delta\gamma$).

Обратим особое внимание на то, что задаваемый программный поворот КА относительно ОСК практически будет выполняться не относительно ОСК, а относительно построенной приборной базы ПСК, т.е. относительно приборной системы координат, которая определяется (см. выше) угловыми координатами α, θ, β .

ОРБИТАЛЬНАЯ ОРИЕНТАЦИЯ. ИЗОМОРФИЗМ УРАВНЕНИЙ ГИРОКОМПАСА

Соотношения (1) позволяют записать уравнения движения гирокомпаса в двух эквивалентных формах.

Первая форма записывается в терминах ошибок стабилизации и представляет собой следующую систему, охваченную обратными связями по углу:

$$\begin{cases} \Delta\dot{\gamma} - \tilde{\omega}_{zo} \Delta\psi = k_1 (\gamma_h - \Delta\gamma) + p - \tilde{\omega}_{xo}, \\ \Delta\dot{\psi} + \tilde{\omega}_{zo} \Delta\gamma = -k_2 (\gamma_h - \Delta\gamma) + q - \tilde{\omega}_{yo}, \\ \Delta\dot{\vartheta} = k_3 (\vartheta_h - \Delta\vartheta) + r - \tilde{\omega}_{zo}. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $\Delta\psi, \Delta\vartheta, \Delta\gamma$ — углы и угловые скорости (ошибки стабилизации) ССК относительно ПСК, подаются на исполнительные органы для формирования закона стабилизации КА по углу и угловой скорости; γ_h, ϑ_h — показания прибора ориентации по Земле по крену и тангажу; p, q, r — угловые скорости ССК относительно ИСК, измеренные блоком гироскопических измерителей угловой скорости (БИУС); k_1, k_2, k_3 — коэффициенты коррекции гирокомпаса;

$$\tilde{\omega} = \begin{pmatrix} \tilde{\omega}_{xo} \\ \tilde{\omega}_{yo} \\ \tilde{\omega}_{zo} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} \omega_{xo} \\ \omega_{yo} \\ \omega_{zo} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin i \cdot \cos u & -\sin u & 0 \\ \sin i \cdot \sin u & \cos u & 0 \\ -\cos i & 0 & -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \dot{\Omega} \\ i' \\ \dot{u} \end{pmatrix},$$

где $\omega_{xo}, \omega_{yo}, \omega_{zo}$ — угловые скорости вращения ОСК относительно ИСК и их расчетные

значения по данным баллистических измерений $\tilde{\omega}_{xo}$, $\tilde{\omega}_{yo}$, $\tilde{\omega}_{zo}$; $\dot{u} = \omega_o$ – орбитальная угловая скорость.

Вторая форма получается из выражений (2) путем следующих замен (см. (1)):

$$\Delta\psi = \psi - \alpha, \Delta\dot{\psi} = \dot{\psi} - \dot{\alpha}, \Delta\vartheta = \vartheta - \theta, \Delta\dot{\vartheta} = \dot{\vartheta} - \dot{\theta}, \Delta\gamma = \gamma - \beta, \Delta\dot{\gamma} = \dot{\gamma} - \dot{\beta}, \quad (3)$$

$$p = \dot{\gamma} + \omega_{xo} - \omega_{zo}\psi + D_x, \\ q = \dot{\psi} + \omega_{yo} + \omega_{zo}\gamma + D_y, r = \dot{\vartheta} + \omega_{zo} + D_z, \quad (4)$$

$$\gamma_h = \gamma + e_\gamma = \beta + \Delta\gamma + e_\gamma, \\ \vartheta_h = \vartheta + e_\vartheta = \theta + \Delta\vartheta + e_\vartheta, \quad (5)$$

где e_γ , e_ϑ – ошибки ПОЗ; D_x , D_y , D_z – дрейф гироскопов БИУС; γ , $\dot{\gamma}$, ψ , $\dot{\psi}$, ϑ , $\dot{\vartheta}$ – углы и угловые скорости ССК относительно ОСК.

Подставляя соотношения (3)–(5) в выражения (2), получим вторую форму записи уравнений гироскопа, которая записывается уже в терминах ошибок ориентации:

$$\begin{cases} \dot{\beta} - \tilde{\omega}_{zo}\alpha = -k_1(\beta + e_\gamma) + \\ + (\omega_{zo} - \tilde{\omega}_{zo})\psi - (\omega_{xo} - \tilde{\omega}_{xo}) - D_x, \\ \dot{\alpha} + \tilde{\omega}_{zo}\beta = +k_2(\beta + e_\gamma) - (\omega_{zo} - \tilde{\omega}_{zo})\gamma - \\ - (\omega_{yo} - \tilde{\omega}_{yo}) - D_y, \\ \dot{\vartheta} = -k_3(\theta + e_\vartheta) - (\omega_{zo} - \tilde{\omega}_{zo}) - D_z. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь α , $\dot{\alpha}$, θ , $\dot{\theta}$, β , $\dot{\beta}$ – углы и угловые скорости ПСК относительно ОСК.

Обе системы уравнений (2) и (6) абсолютно эквивалентны. Первая система выражает ошибки стабилизации ССК относительно ПСК, вторая – ошибки ориентации ПСК относительно ОСК, но только вторая система уравнений позволяет оценивать точность ориентации КА в силу соотношений (1).

Если в уравнениях (2) и (6) положить малое влияние параметров $\dot{\Omega} = i = i' = 0$ или выполняется их полная компенсация $(\omega_{xo} - \tilde{\omega}_{xo}) = (\omega_{yo} - \tilde{\omega}_{yo}) = (\omega_{zo} - \tilde{\omega}_{zo}) = 0$, то эти уравнения приобретают простой вид:

$$\begin{cases} \Delta\dot{\gamma} + \omega_o\Delta\psi = k_1(\gamma_h - \Delta\gamma) + p, \\ \Delta\dot{\psi} - \omega_o\Delta\gamma = -k_2(\gamma_h - \Delta\gamma) + q, \\ \Delta\dot{\vartheta} = k_3(\vartheta_h - \Delta\vartheta) + r + \omega_o, \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} \dots \\ \dot{\beta} + \omega_o\alpha = -k_1(\beta + e_\gamma) - D_x, \\ \dot{\alpha} - \omega_o\beta = +k_2(\beta + e_\gamma) - D_y, \\ \dot{\vartheta} = -k_3(\theta + e_\vartheta) - D_z. \end{cases} \quad (8)$$

Уравнения движения гироскопа в форме (2), (7) ориентируют КА строго в ОСК,

применяются в системах управления КА с несложными целевыми задачами либо применяются в высокоточных системах ориентации в качестве функционального резерва. Улучшить качество и точность такой системы весьма проблематично. Пожалуй, единственным средством повышения точности выступает метод введения в сигналы коррекции гироскопа «обратного» интеграла [4] и повышения астатизма системы в каналах крена и курса.

Соотношения (3)–(4) крайне полезны, так как только они позволяют переходить от алгоритмов, реализуемых на практике (2), к алгоритмам (6), позволяющим делать общий анализ характеристик системы ориентации.

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ. ПОЛЕТНАЯ КАЛИБРОВКА

Уравнения, описывающие работу пространственного гироскопа, имеют вид [1]

$$\left. \begin{aligned} \begin{pmatrix} \Delta\dot{\gamma} \\ \Delta\dot{\psi} \\ \Delta\dot{\vartheta} \end{pmatrix} &= - \begin{pmatrix} 0 & \Delta\vartheta & -\Delta\psi \\ -\Delta\vartheta & 0 & \Delta\gamma \\ \Delta\psi & -\Delta\gamma & 0 \end{pmatrix} \omega_p + \\ &+ \begin{pmatrix} k_1\varepsilon \\ -k_2\lambda \\ k_3\mu \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} p \\ q \\ r \end{pmatrix} - \omega_p, \\ \varepsilon &= \gamma_h - \gamma_p - \Delta\gamma, \\ \mu &= \vartheta_h - \vartheta_p - \Delta\vartheta, \\ \lambda &= \varepsilon p_{11} + \mu p_{31}, \\ \omega_p &= (\omega_{xp} \ \omega_{yp} \ \omega_{zp})^T, \\ \omega_p &= \mathbf{P}\tilde{\omega} + \mathbf{P}_\gamma \mathbf{P}_\vartheta \dot{\psi}_p + \mathbf{P}_\gamma \dot{\mathbf{J}}_p + \mathbf{E} \dot{\gamma}_p, \\ \mathbf{P} &= \mathbf{P}_\gamma \mathbf{P}_\vartheta \mathbf{P}_\psi, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где ψ_p , ϑ_p , γ_p , $\dot{\psi}_p$, $\dot{\vartheta}_p$, $\dot{\gamma}_p$ – программные углы и соответствующие им программные угловые скорости; матрица $\mathbf{P}$ задает переход из ОСК в СКП по правилу $\psi_p \rightarrow \vartheta_p \rightarrow \gamma_p$.

Принцип полетной калибровки 3D-гироскопа схож с калибровкой гироскопических приборов в земных условиях. В полете вместо поворотного стенда применяются программные повороты самого КА [1, 8].

Полетная калибровка рассматривается в отношении основной группы ошибок ориентации, вызываемых собственными ошибками ПОЗ, БИУС и несовершенством сопряжения их конструктивных элементов с корпусом КА.

Модель ПОЗ примем в виде

$$\begin{pmatrix} \gamma_h \\ 0 \\ \vartheta_h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \rho_z & -\rho_y \\ -\rho_z & 1 & \rho_x \\ \rho_y & -\rho_x & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \gamma + \rho_x \\ 0 \\ \vartheta + \rho_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} e_\gamma \\ 0 \\ e_\vartheta \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} \gamma + \rho_x + e_\gamma \\ 0 \\ \vartheta + \rho_z + e_\vartheta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma + \varphi_\gamma \\ 0 \\ \vartheta + \varphi_\vartheta \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где ρ_x, ρ_y, ρ_z – малые суммарные ошибки положения блока ПОЗ и чувствительного элемента ПОЗ относительно ССК; $\varphi_\vartheta = e_\vartheta + \rho_z$ и $\varphi_\gamma = e_\gamma + \rho_x$ в силу эквивалентности ошибок.

Модель БИУС примем в виде

$$\begin{pmatrix} p \\ q \\ r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \delta_z & -\delta_y \\ -\delta_z & 1 & \delta_x \\ \delta_y & -\delta_x & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix}, \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} \omega_x &= \dot{\gamma} + \omega_o \sin \psi, \\ \omega_y &= \dot{\psi} - \omega_o (\vartheta \sin \psi + \gamma \cos \psi), \\ \omega_z &= \dot{\vartheta} - \omega_o \cos \psi, \end{aligned} \right\}$$

где $\delta_x, \delta_y, \delta_z$ – малые суммарные ошибки положения блока БИУС и осей чувствительности гироскопов БИУС относительно ССК; $\omega(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$ – абсолютная угловая скорость ССК относительно ИСК (ее компоненты $\omega_{xo}, \omega_{yo}, \omega_{zo}$ должны компенсироваться в течение всего времени выполнения калибровочных работ программными средствами); D_x, D_y, D_z – составляющие собственного дрейфа гироскопов.

Примечание. Масштабные коэффициенты в выражениях (9) и (10) приняты равными единице, так как оба прибора в процессе калибровки работают как «нуль-индикаторы».

Показано [1], что для выполнения калибровочных работ достаточно использовать канал курса гироскопа.

Для получения нужных уравнений подставим в систему уравнений (7) соотношения (3)–(6) и (9), (10), учтем при этом программный поворот только в канале курса ($\psi_p \neq 0, \gamma_p = \vartheta_p = 0$), так что соотношения (3), (4) примут вид

$$\Delta\gamma = \gamma - \beta, \Delta\dot{\gamma} = \dot{\gamma} - \dot{\beta}, \Delta\vartheta = \vartheta - \theta, \Delta\dot{\vartheta} = \dot{\vartheta} - \dot{\theta},$$

$$\Delta\psi = \psi - \alpha - \psi_p, \Delta\dot{\psi} = \dot{\psi} - \dot{\alpha} - \dot{\psi}_p.$$

Необходимо также учесть, что в процессе программных поворотов по курсу выполняются условия малости углов γ и ϑ .

После выполнения всех необходимых преобразований уравнения (9) приводятся

к уравнениям ориентации и принимают следующий вид (вторая форма записи уравнений гироскопа):

$$\left. \begin{aligned} \dot{\beta} + \alpha\omega_o \cos \psi_p &= -k_1(\beta + \varphi_\gamma) - \\ &- \delta_y\omega_o \cos \psi_p - D_x, \\ \dot{\alpha} - \omega_o(\beta \cos \psi_p + \theta \sin \psi_p) &= \\ &= k_2[(\beta + \varphi_\gamma) \cos \psi_p + (\theta + \varphi_\vartheta) \sin \psi_p] + \\ &+ \omega_o(\delta_z \sin \psi_p + \delta_x \cos \psi_p) - D_y, \\ \dot{\theta} + \alpha\omega_o \sin \psi_p &= -k_3(\theta + \varphi_\vartheta) - \\ &- \delta_y\omega_o \sin \psi_p - D_z. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Уравнения (12) позволяют найти все требуемые калибровочные соотношения. Для их получения нужно в (12) положить $\dot{\beta} = \dot{\alpha} = \dot{\theta} = 0$, из полученной системы найти $\beta(t \rightarrow \infty), \alpha(t \rightarrow \infty), \vartheta(t \rightarrow \infty)$ в программных курсовых положениях КА 0, 90, 180, 270° и найти в этих положениях формульные выражения для сигналов коррекции:

$$\varepsilon = (\beta + \varphi_\gamma) = (\gamma_h - \Delta\gamma), \mu = (\theta + \varphi_\vartheta) = (\vartheta_h - \Delta\vartheta),$$

$$\lambda = \varepsilon \cos \psi_p + \mu \sin \psi_p.$$

Полученные таким образом сигналы коррекции сведены в таблицу, из которой несложно найти связи сигналов коррекции

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{0^\circ} &= \varepsilon_0 \cdot 1 + \mu_0 \cdot 0 = \varepsilon_0, \\ \lambda_{90^\circ} &= \varepsilon_{90} \cdot 0 + \mu_{90} \cdot 1 = \mu_{90}, \\ \lambda_{180^\circ} &= \varepsilon_{180} \cdot (-1) + \mu_{180} \cdot 0 = -\varepsilon_{180}, \\ \lambda_{270^\circ} &= \varepsilon_{270} \cdot 0 + \mu_{270} \cdot (-1) = -\mu_{270} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

и найти аналитический вид калибровочных поправок

$$\left. \begin{aligned} \hat{\varphi}_\gamma - \hat{\delta}_x &= \frac{\lambda_0 - \lambda_{180}}{2} \cdot \frac{\omega_o + \kappa_2}{\omega_o}, \\ \hat{\varphi}_\vartheta - \hat{\delta}_z &= \frac{\lambda_{90} - \lambda_{270}}{2} \cdot \frac{\omega_o + \kappa_2}{\omega_o}, \\ \hat{D}_x &= -\frac{\varepsilon_{90} + \varepsilon_{270}}{2} \kappa_1, \\ \hat{D}_y &= -\frac{\mu_0 + \mu_{180}}{2} \kappa_3, \\ \hat{D}_z &= \frac{\lambda_0 + \lambda_{90} + \lambda_{180} + \lambda_{270}}{4} (\omega_o + \kappa_2). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Таким образом, методика полетной калибровки ошибок гироскопа сводится к следующим шагам [8]:

- последовательный поворот КА на программные углы $\psi_p = 0, 90, 180, 270^\circ$;

Составляющие погрешностей гироскопа в сигналах коррекции

Канал	Входящие ошибки	Курсовой программный угол ψ_p , град			
		0	180	90	270
ε (крен)	$\tilde{\gamma}$	$\frac{\omega_o}{\omega_o + k_2} \tilde{\gamma}$		0	
	$\tilde{\vartheta}$	0			
	$\dot{D}_x$	0		$-\frac{\dot{D}_x}{k_1}$	
	$\dot{D}_y$	$\frac{D_y}{\omega_o + k_2}$		0	
	D_z	0			
	δ_x	$-\frac{\omega_o}{\omega_o + k_2} \delta_x$		0	
	δ_y	0			
	δ_z	0			
μ (тангаж)	$\tilde{\gamma}$	0			
	$\tilde{\vartheta}$	0	$\frac{\omega_o}{\omega_o + k_2} \tilde{\vartheta}$		
	D_x	0	0		
	D_y	0	$-\frac{D_y}{\omega_o + k_2}$		
	D_z	$-\frac{D_z}{k_3}$		0	
	δ_x	0			
	δ_y	0			
	δ_z	0	$-\frac{\omega_o}{\omega_o + k_2} \delta_z$		
Λ (курс)	ε, μ	ε_0	$\neg\varepsilon_0$	μ_{90}	$\neg\mu_{270}$

• измерение, фильтрация и запоминание в каждом программном положении сигналов коррекции ε , λ , μ ;

• расчет калибровочных поправок (14);

• вычитание поправок $\hat{\varphi}_\gamma - \hat{\delta}_x$, $\hat{\varphi}_\vartheta - \hat{\delta}_z$, $\hat{D}_x$, $\hat{D}_y$, $\hat{D}_z$ из показаний ПОЗ и БИУС.

Примечание. В связи с тем, что на статические ошибки накладываются собственные шумы БИУС и ПОЗ, необходимо фильтровать сигналы коррекции гироскопа (ε , λ , μ) в точках стояния КА. Наилучшим методом выделения

статических ошибок выступает, пожалуй, метод наименьших квадратов (МНК), так как в данном случае используется простейшая линия регрессии, а время стояния КА в каждом из четырех положений подбирается исходя из автокорреляционных свойств шумовых составляющих выходных сигналов приборов. Можно предложить наиболее простой рекурсивный МНК для измерений $z = x^\circ + \xi$, где $x^\circ = \text{const}$; ξ – случайная компонента:

$$a_n = \frac{a_{n-1}(n-1) + z_n}{n} \rightarrow x^\circ,$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$, который на практике показал высокую точность фильтрации. Более

подробно вопросы фильтрации можно посмотреть в трудах [9–15].

Введение калибровочных поправок (14) в показания ПОЗ и показания БИУС дает окончательные выражения для ошибок гироскопаса:

$$\beta = -\hat{\delta}_x, \alpha = -\hat{\delta}_y, \theta = -\hat{\delta}_z. \quad (15)$$

Финальные выражения (15) говорят о том, что *предельная точность гироскопаса* ограничивается только положением гироскопических осей БИУС относительно ССК и не зависит от постоянных ошибок ПОЗ и постоянных составляющих дрейфа гироскопов БИУС.

Полученный результат хорошо согласуется с физическим смыслом идеи гироскопасирования – гироскоп точно определяет направление орбитальной угловой скорости, смещение его осей чувствительности относительно ССК приводит к ошибкам ориентации, равным этим смещениям (рис. 2).

Предельные (неустраняемые) погрешности гироскопаса (15) представляют собой сумму ошибок, которая включает неортогональность гироскопических осей БИУС и ошибки установки БИУС относительно ССК.

Последняя группа ошибок компенсируется выполнением юстировки в период предполетной подготовки КА. В результате точность ориентации будет определяться только неортогональностью гироскопических осей БИУС, которая для качественных современных приборов находится на уровне ≤ 30 угл. с. Итоговое положение гироскопа и ССК относительно ОСК показано на рис. 2.

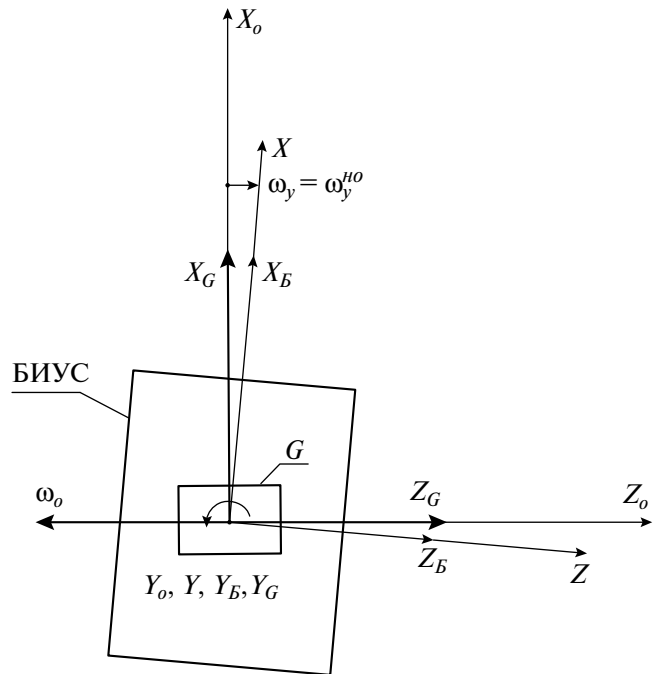


Рис. 2. Предельная ошибка ориентации КА по курсу. G — скоростной гироскоп; $X_G Y_G Z_G$ — оси чувствительности гироскопа; $\delta_y = \delta_y^{\text{но}}$ — угол, характеризующий неортогональность осей чувствительности гироскопа (несовпадение осей гироскопа с осями блока БИУС). После наземной юстировки оси БИУС $X_B Y_B Z_B$ совпадают с осями КА X, Y, Z . Гироскоп ориентирует КА так, что его ось чувствительности Z_G совпадает с направлением орбитальной угловой скорости ω_o в ОСК ($X_o Y_o Z_o$), вследствие чего КА отклонен от ОСК на угол $\delta_y^{\text{но}}$, который становится предельной ошибкой ориентации по курсу.

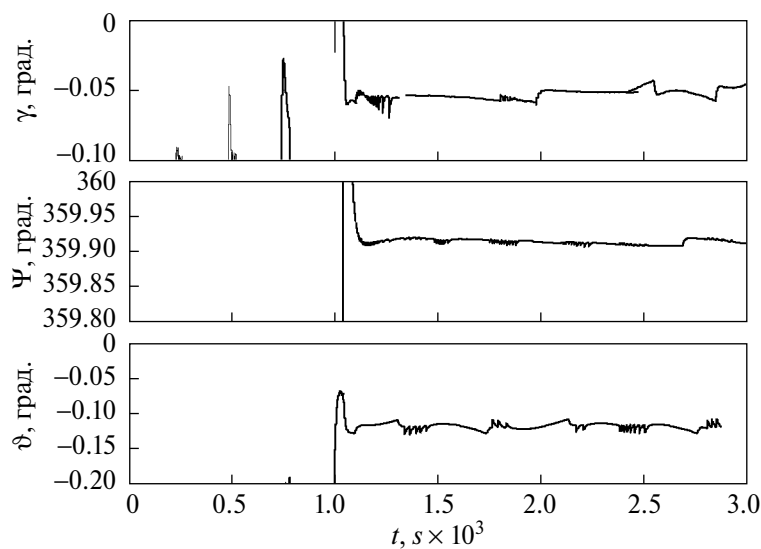


Рис. 3. Графики ошибок ориентации КА после калибровочных работ.

На рис. 3 представлены графики переходных процессов ориентации КА по программе калибровочного режима. Для большей наглядности были приняты следующие завышенные погрешности приборов:

$$\begin{aligned} \varphi_\gamma &= 10', \varphi_\vartheta = 15', D_x = 0.5 \text{ угл. с.} \cdot \text{с}^{-1}, \\ D_y &= 1.0 \text{ угл. с.} \cdot \text{с}^{-1}, D_z = 1.5 \text{ угл. с.} \cdot \text{с}^{-1}, \\ \delta_x &= 3 \text{ угл. мин}, \delta_y = 5 \text{ угл. мин}, \delta_z = 7 \text{ угл. мин}, \\ \text{коэффициенты коррекции } k_1 &= k_3 = 0.03 \text{ с}^{-1}, \\ k_2 &= 0.2 \text{ с}^{-1}. \end{aligned}$$

В процессе калибровки в качестве исполнительных органов использовались маховики с магнитной разгрузкой. Осреднение сигналов коррекции выполнялось МНК.

Результаты моделирования (рис. 3) показывают совпадение результатов – предельная точность ориентации КА (после калибровок) равна (с обратным знаком) смещению осей чувствительности БИУС относительно ССК (15):

$$\begin{aligned} \gamma = \delta_x &= -3 \text{ угл. мин}, \psi = \delta_y = -5 \text{ угл. мин}, \\ \vartheta = \delta_z &= -7 \text{ угл. мин}. \end{aligned}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проанализированы уравнения движения гироскопа и характер его ошибок, сделаны пояснения, связанные, в частности, с изоморфизмом записи уравнений гироскопа. Было введено понятие «приборная система координат гироскопа», которая носит виртуальный характер, так как «материализуется» собственными ошибками гироскопа относительно орбитальной системы координат. Благодаря этому удается понятным образом разделить ошибки ориентации космического аппарата на ошибки ориентации и стабилизации и выполнить запись уравнений движения гироскопа в двух эквивалентных формах, что в свою очередь позволяет получить уравнения движения гироскопа, учитывающие погрешности датчиков ориентации и смещения их осей чувствительности относительно связанной системы координат, в общем виде.

Пространственный гироскоп обладает качествами, позволяющими космическому аппарату совершать точные программируемые вращения как в режиме коррекции от ПОЗ, так и в автономном режиме (при отключенной коррекции). В силу своих функциональных возможностей он является альтернативой системы астрориентации, вследствие чего точность ориентации, которую он может обеспечить, становится одним из факторов, определяющим его применение. В работе подробно

рассмотрен метод полетной калибровки, направленной на повышение точностных характеристик гироскопа с использованием его собственных свойств; сделаны соответствующие выводы и уточнены калибровочные соотношения.

По ходу исследования получен принципиальный вывод о том, что предельная статическая точность ориентации КА, ориентируемого гироскопом, ограничивается только погрешностью положения гироскопических осей чувствительности БИУС относительно связанной системы координат и не зависит от статических (постоянных) составляющих ошибок ПОЗ и систематических составляющих дрейфа гироскопов БИУС.

Рекомендации повышения эффективности полетной калибровки связаны с периодическим ее повторением, что позволит компенсировать как собственные, так и накопленные ошибки системы ориентации, возникающие в процессе установления эксплуатационных условий функционирования КА.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абезяев И. Н.* Гироскоп для орбитальных космических аппаратов // Косм. исслед. 2021. Т. 59. № 3. С. 247–254. <https://doi.org/10.31857/S0023420621030018>
2. *Брайсон А. Е., Кортюм В.* Вычисление местного углового положения орбитального космического аппарата // Тр. 3-го Международного симп. ИФАК. Тулуза, Франция. 1970. Т. 2. С. 83–89.
3. *Раушенбах Б. В., Токарь Е. Н.* Управление ориентацией космических аппаратов. М.: Наука, 1974. 600 с.
4. Патент № 2579406. Российская Федерация. Способ коррекции и устройство орбитального гироскопа для управления угловым движением космического аппарата: № 2579406: опубл. 06.11.2014 / Абезяев И. Н.
5. *Bo Xu, Yang Liu, Wei Shan et al.* Error Analysis and Compensation of Gyrocompass Alignment for SINS on Moving Base // Mathematical Problems in Engineering. 2014. Article ID373575. <https://doi.org/10.1155/2014/373575>
6. *Major F. G.* The Mechanical Gyrocompass // Quo Vadis: Evolution of Modern Navigation. New York: Springer, 2014. P. 259–285. https://doi.org/10.1007/978-1-4614-8672-5_12
7. *Reid D. B.* Orbital gyrocompass evolution // DGON Inertial Sensors and Systems (ISS). 2016. V. 20. P. 149–170. <https://doi.org/10.1109/INERTIALSENSORS.2016.7745672>
8. *Абезяев И. Н., Величко П. Е., Поцеловкин А. И.* Оптимизация метода калибровки погрешностей орбитального гироскопа в полетных условиях // Тр. ФГУП «НПЦАП». Системы и приборы управления. 2020. № 3. С. 5–14.

9. Бельский Л.Н., Водичева Л.В., Парышева Ю.В. Бесплатформенная инерциальная навигационная система для средств выведения: точность начальной выставки и периодическая калибровка // Юбилейная 15-я Санкт-Петербургская Международная конф. по интегрированным навигац. системам. 2018. С. 250–253.
10. Боярчук К.А., Нехамкин Л.И. Система ориентации и стабилизации КА «Кондор-Э» // Труды секции 22 имени В.Н. Челомея 38-х Академ. чтений по космонавтике. 2015. Т. 22. С. 408–424.
11. Бордачев Д.А., Волынцев А.А., Илюшин П.А. и др. Результаты наземной отработки прецизионного гироскопического измерителя угловой скорости космического аппарата // Гироскопия и навигация. 2015. № 4 (91). С. 106–116. <https://doi.org/10.17285/0869-7035.2015.23.4.106-116>
12. Вавилова Н.Б., Васинева И.А., Голован А.А. и др. Калибровка в инерциальной навигации // Фундам. и прикладная математика. 2018. Т. 22. № 2. С. 89–115.
13. Вавилова Н.Б., Голован А.А., Парусников Н.А. Краткий курс теории инерциальной навигации. М.: ИПУ РАН, 2022. 148 с.
14. Патент № 2466068. Российская Федерация. Способ калибровки измерителей угловой скорости бесплатформенных инерциальных систем ориентации космических аппаратов и устройство его реализующее: № 2466068: опубл. 11.10.2012 / Головченко А.А., Головченко Л.В.
15. Abezyaev I. N., Velichko P. E., Potselovkin A. I. et al. Development of the algorithm of the spacecraft programmed yaw turns with the use of orbital gyrocompass // AIP Conf. Proc. AIP Publishing LLC. 2019. V. 2171. Iss. 1. Art. ID. 060009. <https://doi.org/10.1063/1.5133207>

УДК 629.7.072.1

ДЕЦЕНТРАЛИЗОВАННОЕ УПРАВЛЕНИЕ ДВИЖЕНИЕМ РОЯ МАЛЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ ДЛЯ УДЕРЖАНИЯ КОММУНИКАЦИОННОЙ СВЯЗНОСТИ

© 2024 г. У. В. Монахова, С. А. Шестаков, Я. В. Маштаков, Д. С. Иванов*

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Москва, Россия

**danilivanovs@gmail.com*

Поступила в редакцию 14.02.2023 г.

После доработки 23.03.2023 г.

Принята к публикации 26.03.2023 г.

Предложено управление движением роя малых космических аппаратов после кластерного запуска для удержания аппаратов в заданной области и обеспечения межспутниковой связи. Целью алгоритма управления движением является устранение среднего параметра дрейфа и достижение требуемого сдвига относительной траектории вдоль трансверсали. На основе линейной модели относительного движения проведено аналитическое исследование предложенного алгоритма движения. С помощью численного моделирования орбитального движения спутников в рое была проведена верификация аналитических результатов.

DOI: 10.31857/S0023420624010103

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время бурно развиваются распределенные космические системы, состоящие из большого числа космических аппаратов и решающие единую задачу. Самым распространенным типом таких систем является созвездие, или группировка, когда космические аппараты равномерно распределены на одной или нескольких орбитах. Управление орбитальным движением в таких системах, как правило, осуществляется индивидуально для каждого космического аппарата с помощью команд из центра управления полетом согласно серии маневров, как, например, в работе [1]. Другой тип распределенных космических систем – это групповой полет аппаратов на близком расстоянии друг относительно друга. Управление относительным движением такой системы осуществляется с помощью автономных алгоритмов управления, реализованных на бортовых компьютерах космических аппаратов, на основе измерений параметров относительного движения. Относительное движение может оцениваться с помощью специальных систем, например на основе обработки видеоизображения [2–5] или измерений лазерных дальномеров [6], а может и вычисляться на основе переданной по межспутниковому каналу связи информации об орбитальном положении соседних аппаратов, полученной, например,

с помощью автономной навигационной системы, как в статье [7]. Однако каждая автономная система определения относительного движения имеет ограниченный радиус работы, равно как и уверенный прием по межспутниковому каналу связи осуществляется лишь в пределах заданного относительного расстояния, определяемого аппаратными особенностями. Таким образом, при построении алгоритмов управления относительным движением прежде всего требуется учитывать коммуникационные ограничения и обеспечивать связность группового полета космических аппаратов.

Групповой полет большого числа космических аппаратов называется роем [8]. Применение роя малых аппаратов рассматривается в задачах изучения магнитосферы Земли [9], сборки орбитальных станций [10], построения распределенной системы сенсоров в ионосфере [11], исследования параметров модели гравитационного поля астероидов [12]. Основная особенность управления движением роя космических аппаратов заключается в невозможности учесть в алгоритме управления относительное движение всех аппаратов в группе, в частности из-за коммуникационных ограничений. Поэтому управление строится каждым аппаратом децентрализованно, т.е. независимо от управления других аппаратов, и, как правило, на основе информации об

относительных траекториях только ближайших соседей. Это может приводить к случайным хаотическим относительным траекториям, при этом основная задача управления сводится к обеспечению связности роя. В работе [13] был рассмотрен ряд алгоритмов управления с обратной связью с учетом коммуникационных ограничений. Для управления групповым полетом в условиях неопределенностей в статье [14] предлагается использование нейронных адаптивных сетей.

В предыдущей работе авторов [15] был предложен подход к устранению относительно-го дрейфа траектории с помощью управления на основе расчета среднего дрейфа аппаратов внутри коммуникационной области. Управляемое относительное движение было исследовано аналитически с использованием теории графов в работе [16]. Однако устранение относительного дрейфа не всегда приводит к обеспечению связности роя, как показано в статье [17], поэтому в настоящей работе рассматривается управление с учетом среднего относительного сдвига траектории, что позволяет задать ограничения на относительное положение аппаратов.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

Рассматривается группа малых космических аппаратов (МКА), запущенных на низкую околоземную орбиту. Предполагается, что каждый МКА оснащен либо системой определения относительного движения, либо относительное движение вычисляется на основе измерений автономной навигационной системы, переданных по каналу межспутниковой связи. Эта система

позволяет оценивать положение и скорость любого соседнего аппарата в пределах максимальной дальности, которую мы в дальнейшем будем называть зоной видимости или областью коммуникации. Если расстояние до какого-то МКА больше, чем область коммуникации, то информация о его движении отсутствует. В начальный момент времени группа МКА движется в соответствии с заданными условиями отделения, которые зависят от характеристик транспортно-пусковых контейнеров. Такая система запуска имеет определенные погрешности исполнения, которые становятся причиной различных скоростей у МКА после отделения. При отсутствии управления под действием гравитационного поля Земли различия в начальных скоростях приведут к постепенному увеличению относительных расстояний между МКА. Поэтому необходимо разработать алгоритм децентрализованного управления, который будет препятствовать увеличению относительных расстояний. Требуемое управление будет создаваться за счет разности сил аэродинамического сопротивления, действующих на аппараты. Изменение величины аэродинамического сопротивления, действующего на спутник, достигается корректировкой его ориентации, т.е. изменением площади поперечного сечения относительно набегающего потока. Предполагается, что спутники оснащены трехосной системой ориентации для управления угловым движением.

Для описания траекторий МКА удобно пользоваться уравнениями движения, записанными в относительных координатах. Общий вид уравнений относительного движения двух произвольных МКА из группы достаточно сложен для аналитического рассмотрения, поэтому в работе используется линеаризованная модель движения, описываемая системой уравнений Хилла – Клохесси – Уилтшира [18, 19]. Модель описывает движение произвольно выбранного МКА из группы относительно орбитальной системы координат (ОрбСК) под действием центрального гравитационного поля Земли. Начало отсчета этой системы находится в точке O , движущейся по круговой орбите радиусом r_0 , с орбитальной угловой скоростью ω . Ось Oz направлена вдоль прямой, соединяющей центр масс Земли с точкой O , ось Oy направлена по нормали к плоскости орбиты, ось Ox дополняет тройку до правой (рис. 1).

Пусть $\mathbf{r}_i = [x_i, y_i, z_i]^T$ – координаты i -го МКА в ОрбСК, $i = 1, \dots, N$, где N – количество МКА в группе. Тогда для координат вектора

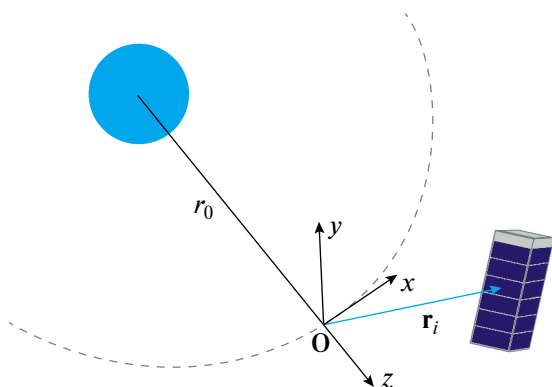


Рис. 1. Орбитальная система координат.

относительного положения МКА линеаризованная система уравнений движения имеет вид

$$\ddot{x}_i + 2\omega\dot{z}_i = 0, \quad (1)$$

$$\ddot{y}_i + \omega^2 y_i = 0, \quad \ddot{z}_i - 2\omega\dot{x}_i - 3\omega^2 z_i = 0.$$

Уравнения справедливы для малых относительных расстояний, поэтому расстояние между i -м МКА и точкой O должно быть на несколько порядков меньше r_0 . Система линейных дифференциальных уравнений (1), описывающая движение i -го МКА, имеет следующее решение:

$$x_i = D_i(t) + 2A_i \cos(\omega t + \psi_i), \quad (2)$$

$$y_i = B_i \cos(\omega t + \phi_i), \quad z_i = 2C_i + A_i \sin(\omega t + \psi_i),$$

где A , B , C , D , ψ , ϕ – параметры движения, которые зависят от начальных условий

$$\left[x_i(0), y_i(0), z_i(0), \dot{x}_i(0), \dot{y}_i(0), \dot{z}_i(0) \right]^T :$$

$$C_i = \frac{\dot{x}_i(0)}{\omega} + 2z_i(0),$$

$$D_i(t) = -3C_i\omega t + x_i(0) - \frac{2\dot{z}_i(0)}{\omega}, \quad (3)$$

$$B_i = \sqrt{\frac{\dot{y}_i^2(0)}{\omega^2} + y_i^2(0)},$$

$$A_i = \frac{1}{\omega} \sqrt{\dot{z}_i^2(0) + 4\dot{z}_i^2(0)\omega^2 + 8z_i(0)\dot{x}_i(0)\omega + 4\dot{x}_i^2(0)}.$$

Можно заметить, что движение по оси Oy является ограниченным, поэтому в работе будет

рассмотрено только движение спутников в плоскости Oxy . По оси Ox относительное расстояние линейно увеличивается со временем пропорционально параметру C_i (рис. 2). Далее этот параметр будем называть параметром дрейфа МКА относительно точки O . Таким образом, чтобы относительные расстояния между МКА в группе не увеличивались со временем, необходимо, чтобы выполнялось условие $C_i - C_j = C_{ij} = 0$ для любых двух аппаратов i и j . Приведение к нулю всех относительных параметров дрейфа также приведет к достижению замкнутых траекторий для всех аппаратов относительно друг друга, поэтому основной задачей управления относительным движением будет устранение относительного параметра дрейфа C_{ij} между всеми МКА в группе. Однако устранение дрейфа может произойти уже вне области коммуникации, поэтому другим важным параметром движения для поддержания связности группы является относительный сдвиг $D_{ij} = D_i - D_j$, который должен быть меньше радиуса связи.

Рассмотрим управляемое движение группы МКА. Будем предполагать, что каждый аппарат оснащен системой управления относительным движением. Введем обозначение для вектора ускорения $\mathbf{u}_i = [u_i^x, u_i^y, u_i^z]^T$, где $\mathbf{u}_i$ – ускорение, реализованное i -м МКА относительно точки O . Тогда параметры движения с учетом

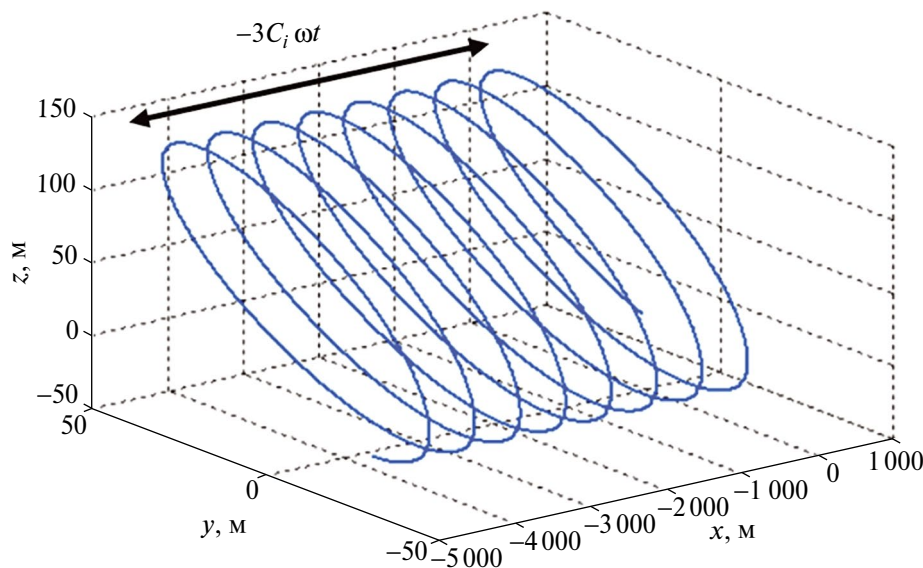


Рис. 2. Пример траектории спутника при ненулевом параметре C_i .

управления $\mathbf{u}_i$ будут меняться следующим образом [20]:

$$\begin{aligned}\dot{A}_i &= \frac{1}{\omega} (u_i^z \cos \psi_i - 2u_i^x \sin \psi_i), \\ \dot{B}_i &= -\frac{1}{\omega} u_i^y \sin \phi_i, \quad \dot{C}_i = \frac{1}{\omega} u_i^x, \\ \dot{D}_i &= -3\omega C_i - \frac{2}{\omega} u_i^z, \\ \dot{\psi}_i &= -\frac{1}{\omega A_i} (u_i^z \sin \psi_i + 2u_i^x \cos \psi_i), \\ \dot{\phi}_i &= -\frac{1}{\omega B_i} u_i^y \sin \phi_i.\end{aligned}\quad (4)$$

Так как на величину C_i влияет только проекция ускорения на ось Ox , то далее будет рассматриваться управление вида $\mathbf{u}_i = [u_i^x, 0, 0]^T$. Далее такой подход позволит использовать силу аэродинамического сопротивления в качестве управляющего воздействия.

В настоящей работе предполагается, что начальные условия отделения аппаратов таковы, что параметры относительных траекторий A_{ij} и B_{ij} малы по сравнению с размерами зоны видимости. Это соответствует малой разнице в наклонениях орбит аппаратов и малым значениям эксцентриситетов околокруговых траекторий. В случае больших значений амплитуд A_{ij} и B_{ij} возможен вариант, когда даже при малых значениях параметров C_{ij} и D_{ij} аппараты будут вне зоны видимости. Управление движением для обеспечения коммуникационной связности в этом случае не может быть реализовано только с помощью разницы сил аэродинамического сопротивления и будет рассмотрено авторами в последующих работах.

АЛГОРИТМ УПРАВЛЕНИЯ

Так как основной целью управления является устранение относительного параметра дрейфа C_{ij} , рассмотрим управление по оси Ox , построенное на основе средних значений параметров дрейфов аппаратов внутри группы. Для i -го МКА известно относительное движение не всех аппаратов в группе, а только тех, которые попадают в его зону видимости. Зона видимости представляет собой сферу радиуса R_{comm} с центром в центре масс i -го МКА. Количество аппаратов, попавших в такую зону, обозначается N_{comm}^i (рис. 3).

Построим алгоритм управления на основе прямого метода Ляпунова сначала для двух

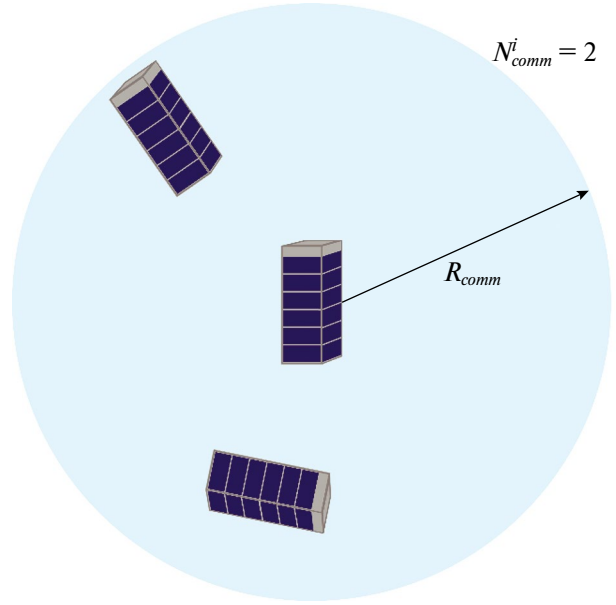


Рис. 3. Зона видимости i -го МКА.

аппаратов. Рассмотрим кандидат-функцию Ляпунова в следующем виде:

$$V = \frac{1}{2} (C_{ij}^2 + D_{ij}^2).$$

Полная производная этой функции по времени в силу уравнений (4) и управления только вдоль оси Ox имеет следующий вид:

$$\dot{V} = C_{ij} \dot{C}_{ij} + D_{ij} \dot{D}_{ij} = C_{ij} \left(\frac{1}{\omega} u_{ij}^x \right) + D_{ij} (-3\omega C_{ij}),$$

где $u_{ij}^x = u_i^x - u_j^x$ – разница управляющих ускорений, действующих на спутники. Для обеспечения асимптотической устойчивости, согласно теореме Барбашина – Красовского [21], производная функции Ляпунова должна быть неотрицательна, а область, где она равна нулю, не должна содержать целых траекторий. Это достигается при управлении следующего вида:

$$u_{ij}^x = -k C_{ij} + 3\omega^2 D_{ij}, \quad (5)$$

где $k > 0$ – параметр управления. Управление (5) стремится к устранению относительного параметра дрейфа C_{ij} , а также к достижению нулевого относительного сдвига D_{ij} мгновенного центра относительно эллиптической траектории. При реализации децентрализованного управления u_{ij}^x предполагается, что каждый аппарат действует независимо от других аппаратов и прикладывает управление u_i^x , считая $u_j^x = 0$.

Теперь рассмотрим случай, когда внутри области видимости i -го спутника находится N_{comm}^i аппаратов. Для решения задачи устранения всех

относительных дрейфов и удержания их в области коммуникации предлагается следующий децентрализованный закон управления, схожий с законом (5):

$$u_i^x = -k \bar{C}_i + 3\omega^2 \bar{D}_i, \quad (6)$$

где $\bar{C}_i$ – это средний параметр дрейфа, а $\bar{D}_i$ – средний сдвиг траекторий, которые вычисляются следующим образом:

$$\bar{C}_i = \sum_{j=1}^{N_{comm}^i} C_{ij} / N_{comm}^i, \quad \bar{D}_i = \sum_{j=1}^{N_{comm}^i} D_{ij} / N_{comm}^i. \quad (7)$$

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРАВЛЯЕМОГО ДВИЖЕНИЯ

В разделе проведено аналитическое исследование закона управления относительным движением.

Исследуем характеристики движения группы спутников под действием предложенного управления (6). Подставляя его в уравнения (4), описывающие изменения параметров D_i и C_i , можно получить следующие линейные дифференциальные уравнения, записанные в векторном виде:

$$\begin{pmatrix} \dot{\mathbf{C}} \\ \dot{\mathbf{D}} \end{pmatrix} = 3\omega \begin{pmatrix} a\mathbf{S} & \mathbf{S} \\ -\mathbf{E} & \mathbf{0} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{C} \\ \mathbf{D} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где $\mathbf{S}$ – матрица размера $N \times N$ с элементами,

$$s_{ij} = \begin{cases} \text{если } i = j, \\ \text{если } i \neq j \text{ и } i\text{-й спутник не видит } j\text{-й,} \\ -1 / N_{comm}^i, \text{ если } i \neq j \text{ и } i\text{-й спутник видит } j\text{-й,} \end{cases} \quad (9)$$

$\mathbf{C} = [C_1, C_2, \dots, C_N]^T$, $\mathbf{D} = [D_1, D_2, \dots, D_N]^T$ – векторы параметров дрейфов и сдвигов МКА относительно точки O соответственно; N – количество аппаратов в группе; $\mathbf{E}$ – единичная матрица размером $N \times N$; параметр $a = -\frac{k}{3\omega^2}$.

Рассмотрим следующую матрицу:

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} a\mathbf{S} & \mathbf{S} \\ -\mathbf{E} & \mathbf{0} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Собственные и присоединенные векторы и собственные значения матрицы полностью определяют решение уравнений (8). Поскольку $\mathbf{T}$ – блочная матрица, будем искать ее собственные векторы в блочном виде. Пусть $(\mathbf{v} \ \mathbf{w})^T$ является собственным вектором матрицы $\mathbf{T}$ (здесь $\mathbf{v}$ и $\mathbf{w}$ – N -мерные векторы); пусть μ является соответствующим собственным значением, тогда

$$\mathbf{T} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{v} \\ \mathbf{w} \end{pmatrix} = \mu \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{v} \\ \mathbf{w} \end{pmatrix}.$$

Блочная форма матрицы $\mathbf{T}$ (10) позволяет привести это к системе

$$\begin{cases} a\mathbf{S}\mathbf{v} + \mathbf{S}\mathbf{w} = \mu\mathbf{v}, \\ -\mathbf{v} = \mu\mathbf{w}. \end{cases} \quad (11)$$

Второе уравнение также означает, что каждый из векторов $\mathbf{v}$, $\mathbf{w}$ ненулевой. Подставив второе уравнение в первое, получим квадратное уравнение на μ :

$$(1 - \mu a)\mathbf{S}\mathbf{w} = -\mu^2\mathbf{w}. \quad (12)$$

Здесь $\mu = 1/a$ не дает ненулевых решений, а если $(1 - \mu a) \neq 0$, то $\mathbf{w}$ является собственным вектором матрицы $\mathbf{S}$, а значит, для соответствующего ему собственного значения λ выполняется

$$\mathbf{S}\mathbf{w} = \lambda\mathbf{w}. \quad (13)$$

Полученное соотношение подставим в (12), тогда

$$(1 - \mu a)\lambda\mathbf{w} = -\mu^2\mathbf{w}.$$

Отсюда можно получить связь между собственными значениями матрицы $\mathbf{T}$ и матрицы $\mathbf{S}$:

$$\mu_{\pm} = \frac{a\lambda \pm \sqrt{a^2\lambda^2 - 4\lambda}}{2}. \quad (14)$$

Если $\lambda \neq 0$ или $\frac{4}{a^2}$, то каждому собственному значению $\mathbf{S}$ соответствует два различных собственных значения $\mathbf{T}$.

Введем некоторые понятия из теории графов для дальнейшего исследования закона управления. Матрица смежности $\mathbf{A}$ для графа с числом вершин N – это квадратная матрица $N \times N$ такая, что элемент этой матрицы a_{ij} равен числу ребер, исходящих из i -й вершины в j -ю. Матрица степеней графа $\mathbf{D}_g$ – матрица, на главной диагонали которой степени вершин графа, а остальные элементы нули. Также будем полагать, что граф является связным, т.е. существует путь из любой вершины в любую, и матрица $\mathbf{D}_g$ является невырожденной. Матрица Кирхгофа $\mathbf{L}$ и нормированная матрица Кирхгофа $\mathcal{L}$ получаются следующим образом:

$$\mathbf{L} = \mathbf{D}_g - \mathbf{A}, \quad \mathcal{L} = \mathbf{D}_g^{-1/2} \mathbf{L} \mathbf{D}_g^{-1/2}.$$

Можно заметить, что матрица $\mathbf{S}$ связана с нормированной матрицей Кирхгофа $\mathcal{L}$ следующим образом:

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} - \mathbf{D}_g^{-1} \mathbf{A} = \mathbf{D}_g^{-1/2} \mathcal{L} \mathbf{D}_g^{1/2}. \quad (15)$$

Это означает, что собственные числа матрицы $\mathbf{S}$ совпадают с собственными числами матрицы $\mathcal{L}$. Для рассматриваемого алгоритма управления следующие свойства спектра $\mathcal{L}$ представляют особый интерес. $\mathcal{L}$ – симметричная матрица, так что ее собственные числа вещественны. Нуль всегда является собственным числом. Кратность нулевого собственного числа равна количеству компонент

связности графа. Компонента связности графа – некоторое множество вершин графа такое, что для любых двух вершин из этого множества существует путь из одной в другую и не существует пути из вершины этого множества в вершину не из этого множества. В нашей постановке задачи компонента связности будет равна количеству подгрупп, на которые разделилась группа МКА. Второе важное свойство нормированной матрицы Кирхгофа – все ненулевые собственные числа строго положительные. Единственное нулевое собственное число в таком случае будет соответствовать величине параметров дрейфа всей группы относительно точки O .

Так как для неориентированных графов матрица $\mathcal{L}$ является симметричной, то собственные векторы $\mathcal{L}$ образуют полный набор векторов в пространстве. Из сказанного выше следует, что собственные векторы матрицы S также образуют полный набор. Рассмотрим все возможные варианты значений собственных чисел.

Случай $\lambda \neq 0$ и $\lambda \neq \frac{4}{a^2}$

Пусть $S\mathbf{w} = \lambda\mathbf{w}$, причем $\lambda \neq 0$ и $\lambda \neq \frac{4}{a^2}$, в этом случае

$$T \begin{pmatrix} -\mu_{\pm}\mathbf{w} \\ \mathbf{w} \end{pmatrix} = \mu_{\pm} \begin{pmatrix} -\mu_{\pm}\mathbf{w} \\ \mathbf{w} \end{pmatrix}.$$

Следовательно, каждый такой собственный вектор порождает пару собственных векторов матрицы T с собственными значениями $\mu_{\pm}$.

Случай $\lambda = 0$

Собственное значение $\lambda = 0$ матрицы S в этом случае порождает собственное значение $\mu = 0$ кратности два у матрицы T . Пусть $\mathbf{w}_0$ – это собственный вектор матрицы S , соответствующий $\lambda = 0$. Из уравнений (13) и (11) при подстановке $\mu = 0$ и $\lambda = 0$ получим, что $\begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{w}_0 \end{pmatrix}^T$ является собственным вектором T . Других линейно независимых собственных векторов нет, так что будем искать присоединенный вектор $\begin{pmatrix} \mathbf{p}_0 & \mathbf{q}_0 \end{pmatrix}^T$ в виде

$$\begin{pmatrix} aS & S \\ -E & \mathbf{0} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{p}_0 \\ \mathbf{q}_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{w}_0 \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Получим систему уравнений

$$aS\mathbf{p}_0 + S\mathbf{q}_0 = \mathbf{0}, \quad -\mathbf{p}_0 = \mathbf{w}_0.$$

Подставим второе уравнение в первое и, учитывая, что $\mathbf{w}_0$ является собственным вектором матрицы S для $\lambda = 0$, получим уравнение для $\mathbf{q}_0$:

$$-aS\mathbf{w}_0 + S\mathbf{q}_0 = \mathbf{0} \Rightarrow S\mathbf{q}_0 = \mathbf{0}.$$

Замечая, что $\mathbf{q}_0$ является собственным вектором S для $\lambda = 0$, находим присоединенный вектор $\begin{pmatrix} -\mathbf{w}_0 & \alpha\mathbf{w}_0 \end{pmatrix}^T$ при произвольном α . Таким образом, для связного графа корневое подпространство

матрицы T , отвечающее собственному значению 0, двумерно.

$$\text{Случай } \lambda = \frac{4}{a^2}$$

Рассмотрим теперь случай, когда $\lambda = \frac{4}{a^2}$, что означает, что $S\mathbf{w}_1 = \frac{4}{a^2}\mathbf{w}_1$. Из (11) при подстановке согласно (14) $\mu = \frac{2}{a}$ получаем, что $\begin{pmatrix} -\frac{2}{a}\mathbf{w}_1 & \mathbf{w}_1 \end{pmatrix}^T$ является собственным вектором для матрицы T . Для присоединенного вектора $\begin{pmatrix} \mathbf{p}_1 & \mathbf{q}_1 \end{pmatrix}^T$ должно выполняться

$$\left[\begin{pmatrix} aS & S \\ - & \mathbf{0} \end{pmatrix} - \frac{2}{a} \begin{pmatrix} E & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & E \end{pmatrix} \right] \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{p}_1 \\ \mathbf{q}_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{2}{a}\mathbf{w}_1 \\ \mathbf{w}_1 \end{pmatrix}.$$

Преобразуя, получим систему уравнений

$$\begin{aligned} aS\mathbf{p}_1 + S\mathbf{q}_1 - \frac{2}{a}\mathbf{p}_1 &= -\frac{2}{a}\mathbf{w}_1, \\ -\mathbf{p}_1 - \frac{2}{a}\mathbf{q}_1 &= \mathbf{w}_1. \end{aligned} \quad (17)$$

Выражая $\mathbf{q}_1$ из второго уравнения и подставляя в первое, получаем следующее:

$$S\mathbf{p}_1 = \frac{4}{a^2}\mathbf{p}_1.$$

Заметим, что $\mathbf{p}_1$ является собственным вектором, соответствующим $\lambda = \frac{4}{a^2}$. Подставив $\mathbf{p}_1 = \mathbf{w}_1$ в (17) и выразив $\mathbf{q}_1$, получим присоединенный вектор $\begin{pmatrix} \mathbf{w}_1 & -a\mathbf{w}_1 \end{pmatrix}^T$. Таким образом, каждый линейно независимый собственный вектор матрицы S с собственным значением $\lambda = \frac{4}{a^2}$ порождает двумерное корневое подпространство у матрицы T .

Суммируя все рассмотренные случаи, можно сделать вывод, что $N - 1$ положительным значениям λ , будут соответствовать $2N - 2$ значения μ (с учетом кратности) с отрицательной действительной частью. Значение $\mu = 0$ будет иметь кратность равную двум и будет порождать двумерное корневое подпространство у матрицы T . Зная собственные значения матрицы T и соответствующие им собственные и присоединенные векторы, можно выписать общее решение для (8):

$$\begin{pmatrix} \mathbf{C} \\ \mathbf{D} \end{pmatrix} = b_0 \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{w}_0 \end{pmatrix} + b_1 \left(3\omega t \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{w}_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -\mathbf{w}_0 \\ \mathbf{0} \end{pmatrix} \right) + \sum_{i=1}^{2N-1} p_i(t) e^{3\omega\mu_i t} \begin{pmatrix} \mathbf{v}_i \\ \mathbf{w}_i \end{pmatrix}.$$

Здесь p_i – это многочлен, кратность которого зависит от кратности соответствующего собственного числа и количества собственных векторов

у него; b_0 и b_1 – константы, зависящие от начальных условий. Поскольку все ненулевые μ имеют отрицательную вещественную часть, все слагаемые в сумме экспоненциально затухают. Собственный вектор $\mathbf{w}_0$, который удовлетворяет $\mathbf{S}\mathbf{w}_0 = \mathbf{0}$, для связного графа пропорционален $(1 \ 1 \ \dots \ 1)^T$. Следовательно, на больших промежутках времени движение происходит по закону

$$C_i = -b_1, \quad D_i = b_0 + 3b_1\omega t.$$

Это означает, что на больших промежутках времени построенное управление (6) обеспечивает движение группы как целого с общим для каждого из спутников дрейфом, так что относительные сдвиги стремятся к нулю. Таким образом, предложенный децентрализованный закон управления обеспечивает сходимости к нулю всех относительных параметров дрейфов и сдвигов в случае, когда группа образует связный граф. В случае нарушения связности графа система (8) имеет больше одного нулевого собственного числа, что соответствует разделению роя на независимые подгруппы.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРАВЛЯЕМОГО ДВИЖЕНИЯ

Проведем математическое моделирование управляемого движения группы спутников под действием предложенного управления. При моделировании движения спутников учитывалось влияние центрального поля Земли. Уравнения движения в инерциальной системе координат (ИСК) имеют следующий вид:

$$\ddot{\mathbf{R}}_i = -\mu \frac{\mathbf{R}_i}{R_i^3} + \mathbf{u}_i,$$

где $\mathbf{R}_i$ – радиус-вектор i -го МКА в инерциальной системе координат, начало отсчета которой совпадает с центром Земли, $R_i = |\mathbf{R}_i|$; μ – гравитационный параметр Земли; $\mathbf{u}_i$ – требуемое управление, рассчитанное в ИСК. Так как основной целью численного моделирования является верификация результатов аналитического исследования, в работе предполагается, что требуемое управление реализуется точно, ошибки знания параметров орбиты и ошибки реализации управления не рассматриваются. Так как требуемое управление направлено вдоль трансверсали, оно может быть реализовано с помощью разницы действующих на аппараты аэродинамических сил, но особенности этой реализации (неточность знания плотности атмосферы, ошибки ориентации аппаратов для обеспечения требуемой площади поперечного сечения относительно набегающего потока) в этой работе не рассматриваются и становятся предметом дальнейших исследований.

Для достижения связности группы КА ограничим с помощью управления средний сдвиг $|\bar{D}_i|$ каждого спутника некоторой величиной меньше радиуса видимости R_{comm} . Для этого закон управления приложенного вдоль оси Ox ОрбСК предлагается сделать зависимым от среднего сдвига траектории i -го МКА в его зоне видимости:

$$u_i^x = \begin{cases} -k\bar{C}_i, & |\bar{D}_i| < 0.85R_{comm}, \\ -k\bar{C}_i + 3\omega^2\bar{D}_i, & 0.85R_{comm} \leq |\bar{D}_i| \leq R_{comm}. \end{cases} \quad (18)$$

В этом случае, как только $|\bar{D}_i|$ подходит близко к границе зоны видимости, происходит переключение управления на то, которое уменьшает относительные сдвиги траекторий аппаратов $|D_{ij}|$, что в свою очередь будет уменьшать и относительные расстояния между аппаратами. Таким образом будет сохраняться связность всей группы МКА. В случае же, когда $|\bar{D}_i| < 0.85R_{comm}$, управление стремится только к устранению среднего относительного параметра дрейфа. Закон управления (18) позволяет задать некоторые границы для относительного движения, тогда как закон вида (6) устремляет все относительные сдвиги D_{ij} к нулю, что будет соответствовать набору относительных замкнутых эллиптических траекторий с единым центром, что в свою очередь повышает вероятность столкновения МКА.

Оценка величины необходимого R_{comm} для сохранения связности группы при управлении вида $u_i^x = -k\bar{C}_i$ представлена в работе авторов [16]. Требуемый размер зоны видимости в случае кластерного запуска N аппаратов вдоль вектора трансверсали с нормально распределенными случайными скоростями отделения (математическое ожидание μ_V , дисперсия скорости отделения σ_V) определяется следующим образом:

$$R_{comm} = \mu_D + 3\sigma_D = 3\Delta t\mu_V + 3\sigma_V \sqrt{9\Delta t^2(2N^2 - 2N + 1) + \frac{8}{\omega^2} + \frac{18\omega^2}{k^2\lambda_{\min}^2}}, \quad (19)$$

где $\lambda_{\min}$ – наименьшее положительное собственное число матрицы $\mathbf{S}$, определяемой в (9); Δt – время между запусками; σ_D – среднеквадратический сдвиг относительных траекторий при свободном относительном движении после кластерного запуска с заданными случайными ошибками отделения. Все параметры, используемые для моделирования управляемого движения группы МКА, представлены в таблице. Минимальное собственное значение $\lambda_{\min}$ матрицы $\mathbf{S}$ было посчитано для полного графа с 20 вершинами. Интервал между пересчетом управления означает, что каждые 300 с данные о положениях

Параметры моделирования

Количество спутников, N	20
Масса спутника, m	3 кг
Математическое ожидание скорости отделения, μ_V	0.05 м/с
Дисперсия скорости отделения, σ_V	0.01 м/с
Минимальное собственное значение, $\lambda_{\min}$	-1.053
Интервал времени между запусками, Δt	3 с
Высота орбиты, h	350 км
Наклонение орбиты, i	51.7°
Интервал времени между пересчетом управления	300 с
Коэффициент управления, k	$1.85 \cdot 10^{-7}$

МКА обновляются. По этим данным рассчитываются средние относительные параметры дрейфа и сдвиги, и получаются новые величины требуемого управления для каждого МКА. Так как движение вдоль оси Oy ОрбСК является ограниченным согласно (2), траектории движения МКА представлены в проекции на плоскость Oxz .

Пример успешной работы алгоритма управления

Для начальных условий, представленных в табл. 1, необходимый R_{comm} , согласно (19), составляет 802 м. На рис. 4 представлены траектории движения всех спутников относительно первого запущенного аппарата, которые, как видно, постепенно становятся замкнутыми, и таким

образом аппараты образуют связную группу. Изменение величин относительных параметров дрейфа $C_{1j}, j = 2, \dots, N$, вычисленных также относительно первого запущенного аппарата, представлено на рис. 5. Для рассматриваемого примера относительные параметры дрейфов спутников сходятся к нулю, что еще раз подтверждает, что относительные траектории спутников в группе становятся ограниченными. Также можно заметить, что устранение относительного параметра дрейфа происходит за первые 15 ч после запуска. После этого величины параметров дрейфов по модулю не выходят за границы 0.01 м.

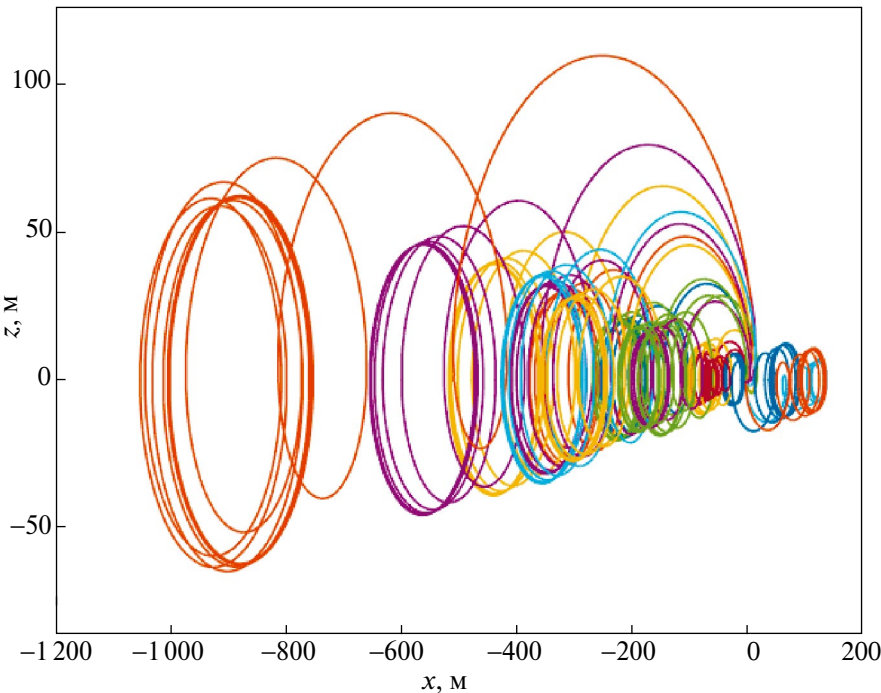


Рис. 4. Относительные траектории движения МКА при реализации управления.

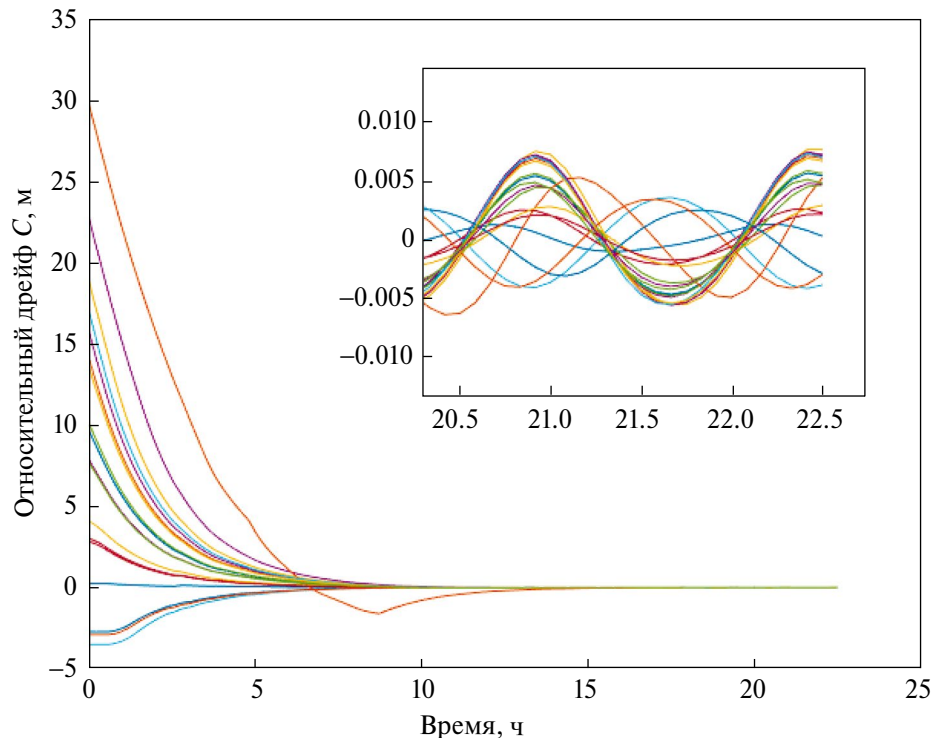


Рис. 5. Величины относительных параметров дрейфов.

На рис. 6 представлен график приложенного ко всем спутникам в рое управления в зависимости от времени. Предполагается, что на все аппараты действуют силы аэродинамического сопротивления, поэтому величина управления вдоль оси Ox ОрбСК отрицательна. Коэффициент управления k подобран таким образом, чтобы величина управления не превышала ускорение, которое возможно получить с помощью силы аэродинамического сопротивления путем поворота 3U кубсата (параллелепипед с размерами $10 \times 10 \times 34$ см) относительно набегающего потока. При этом учитывались характерная плотность воздуха на данной высоте орбиты и возможные средние значения параметров траекторий С и D при заданных условиях отделения. Если для некоторых аппаратов в начальный момент времени требуемое управляющее ускорение превышало максимально допустимое значение, в численном моделировании реализовывалось это максимальное значение управляющего ускорения. Отметим также, что по мере уменьшения относительных параметров дрейфа разница приложенного управления уменьшается. Резкие изменения величины приложенного управления соответствуют моментам времени, когда количество аппаратов в зоне видимости изменяется, или моментам переключения между законами управления (18).

Изменение $D_{1j}, j = 2, \dots, N$, во время моделирования представлено на рис. 7. Значения параметров сходятся к константным значениям, так как относительные параметры дрейфа сходятся к нулю, что соответствует уравнениям (4).

На рис. 8 представлено изменение степеней вершин графа, который образуют МКА в течение моделирования. В течение первых 2.25 ч степень всех вершин в графе равна 19, а значит, МКА образуют полный граф. Далее степень вершин варьируется от 8 до 19, что означает, что некоторые аппараты все еще могут отслеживать движение всех спутников в группе, а некоторые только какой-то подгруппы спутников. Несмотря на это, МКА образуют связный граф на протяжении всего моделирования. Так как вид графа меняется во время моделирования, то меняется и скорость сходимости. На рис. 9 показана величина $-\frac{k}{\omega} \lambda_{\min}$, определяющая скорость сходимости, что является наибольшим собственным значением, за исключением нуля для матрицы системы (8) в случае устранения средних параметров дрейфа.

Пример разделения группы спутников

Рассмотренный выше пример является демонстрацией успешного применения предложенных

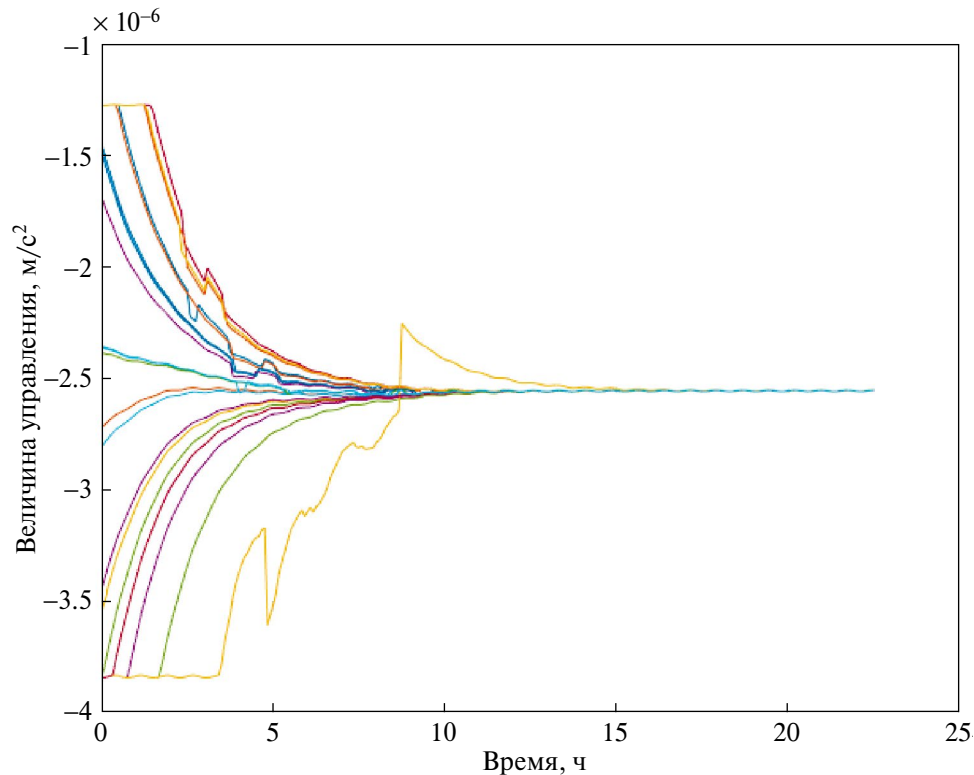


Рис. 6. Реализованная величина управления.

правил для управления в задаче устранения относительных дрейфов МКА и удержания относительных средних сдвигов в заданных интервалах. Однако успешность работы алгоритма управления зависит от ряда параметров. Рассмотрим пример, когда применение управления приводит к разделению группы — образованию нескольких независимых подгрупп спутников. Пусть все параметры моделирования останутся такими же, как и для предыдущего примера, кроме R_{comm} . Возьмем меньший радиус связи, а именно $R_{comm} = \mu_D + 0.75\sigma_D$, что соответствует 200 м для выбранных параметров моделирования. На рис. 10 представлены относительные траектории аппаратов, из него видно, что спутники удаляются друг от друга. На рис. 11 изображены параметры дрейфов МКА относительно первого запущенного аппарата. В данном примере не все значения относительных параметров дрейфа сходятся к нулевому значению. Это происходит вследствие того, что R_{comm} был выбран меньше необходимого значения и спутники рассчитывают управление на основе движения лишь некоторых соседних аппаратов. В итоге это привело к тому, что относительные параметры дрейфов сошлись к четырем различным значениям, что

соответствует количеству подгрупп, на которые разделился рой.

Количество подгрупп, на которые разделяются аппараты, равно количеству компонент связности графа, который образуют спутники с их коммуникационными связями. Изменение числа компонент связности за время моделирования можно увидеть на рис. 12. В течение первых 2 ч 10 мин управления компонента связности одна, и все аппараты образуют связный граф. После этого граф становится несвязным, а к концу моделирования число компонент связности становится равным четырем, что подтверждает разделение МКА на четыре независимые подгруппы. Так как относительные параметры дрейфов сходятся к ненулевым значениям, то из уравнений на параметр D_{ij} (4) следует, что относительные параметры D_{ij} для всех спутников линейно растут от времени, что можно увидеть на рис. 13.

Связность группы при различных значениях радиуса связи

Большой интерес представляет исследование эффекта разделения спутников на подгруппы в зависимости от величины R_{comm} . Так как ошибка в скорости отделения спутников является

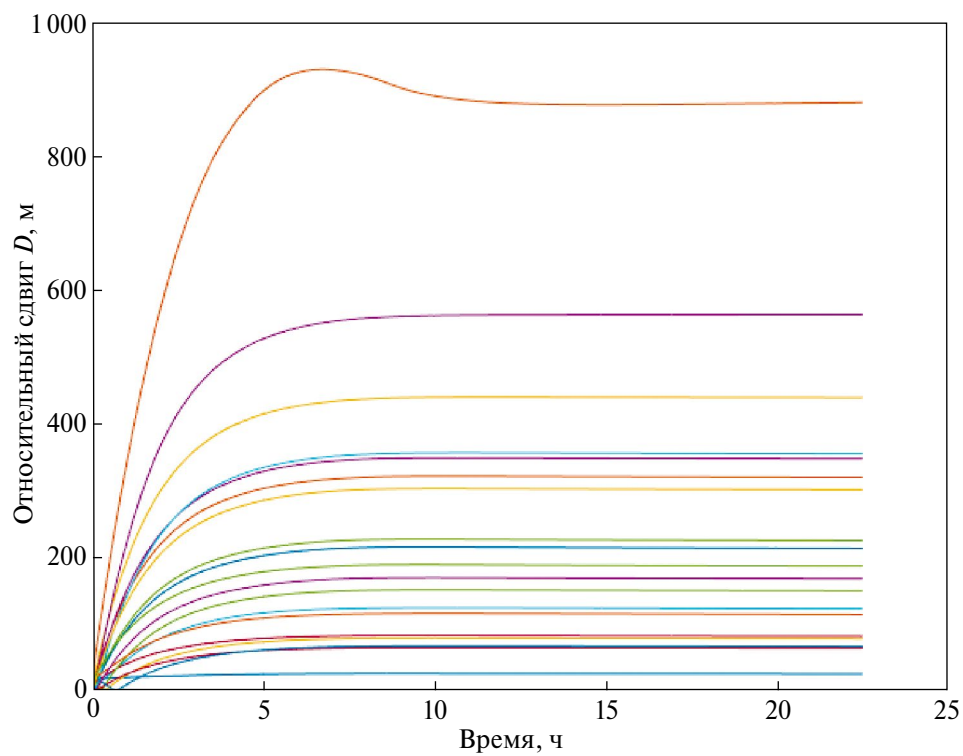


Рис. 7. Величины относительных сдвигов.

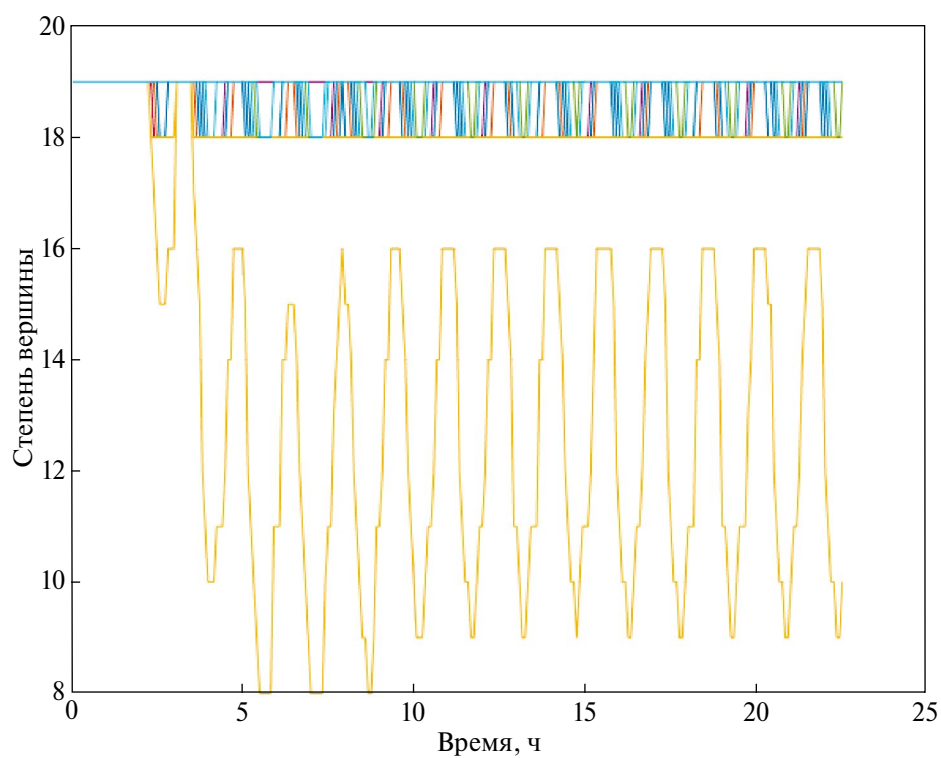


Рис. 8. Степени вершин в графе.

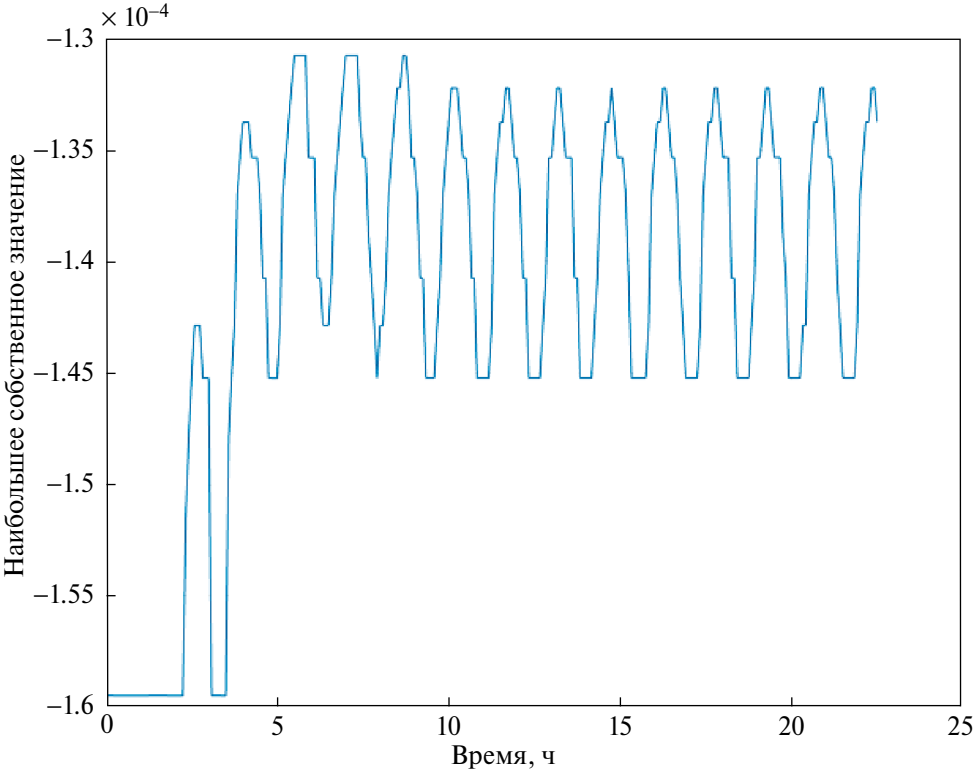


Рис. 9. Величина $-(k/\omega)\lambda_{\min}$.

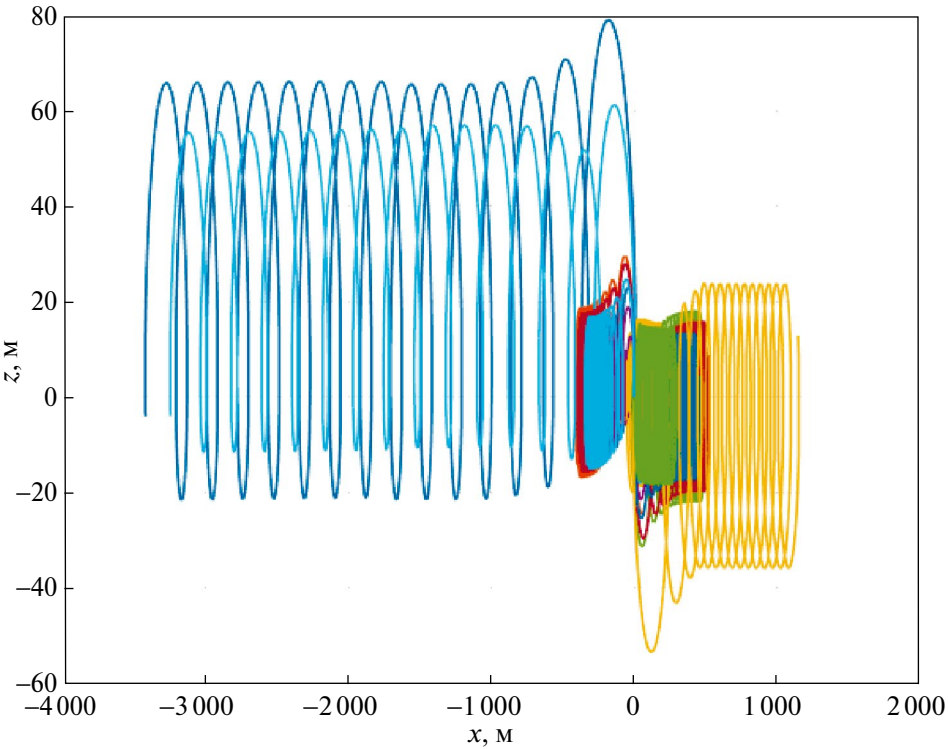


Рис. 10. Относительные траектории движения.

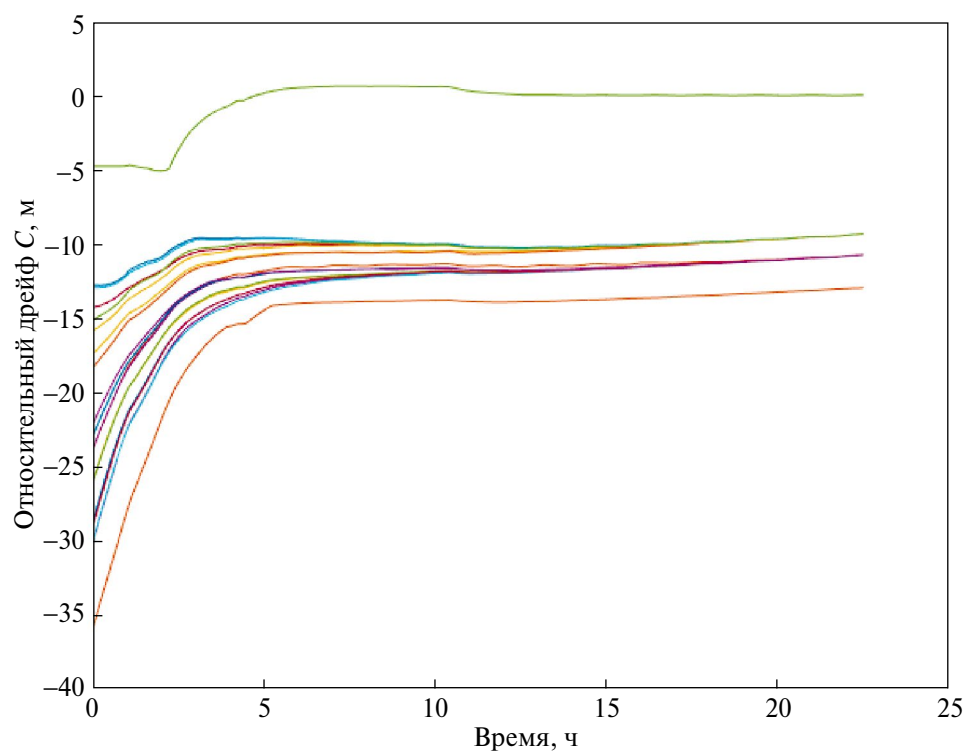


Рис. 11. Величины относительных параметров дрейфов.

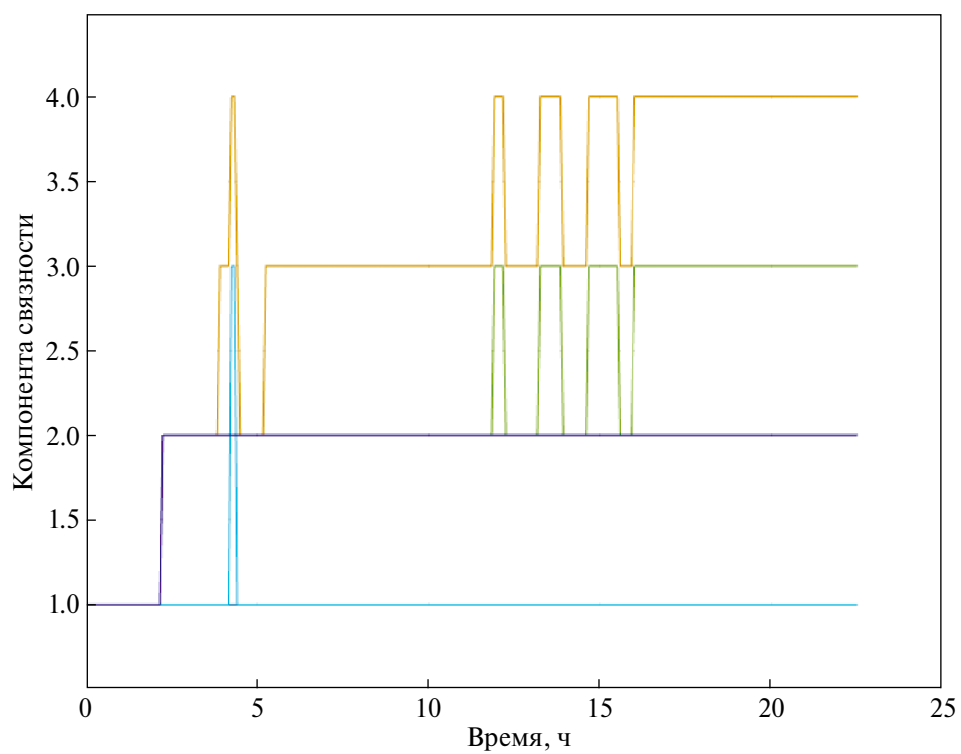


Рис. 12. Число компонент связности.

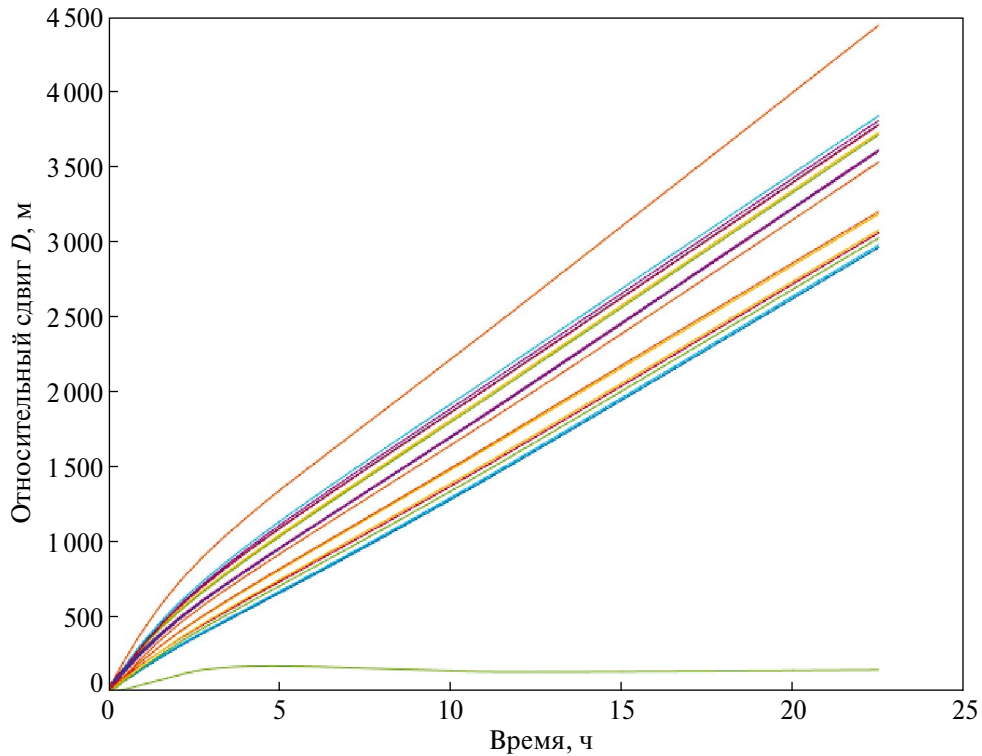


Рис. 13. Величины относительных сдвигов.

случайной, то и результат работы алгоритмов по формированию связной группы тоже будет случайной величиной. Исследуем работу алгоритма управления с помощью метода Монте-Карло, варьируя число σ_D , которое учитывается при подсчете R_{comm} согласно (19). При фиксированном

радиусе связи проведем ряд одинаковых численных экспериментов с различающимися скоростями отделения. После каждого эксперимента выполняется проверка, сошлись ли все относительные параметры дрейфов к нулю. В случае разделения группы вычисляется количество

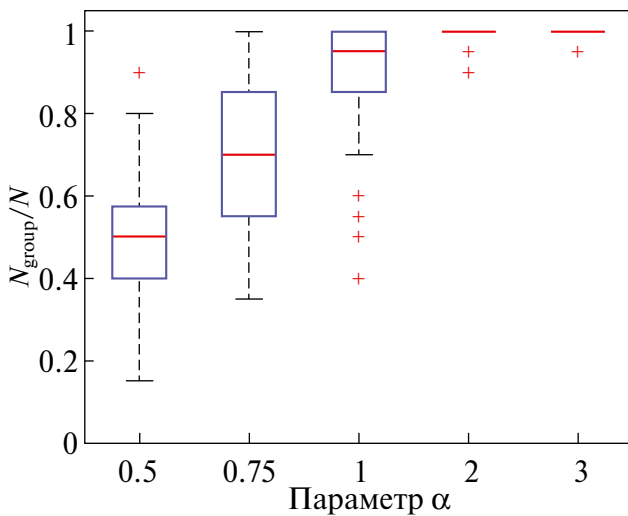


Рис. 14. Относительное количество аппаратов в наибольшей подгруппе.

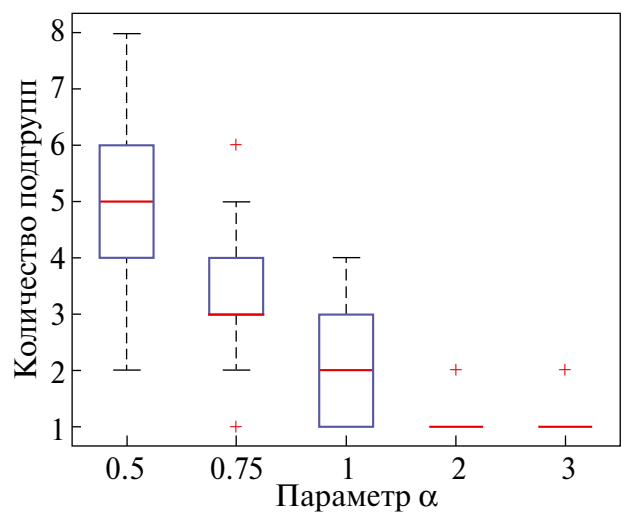


Рис. 15. Количество подгрупп.

МКА в каждой подгруппе с одинаковыми относительными параметрами дрейфов. Обозначим число спутников в самой многочисленной группе как N_{group} . Будем измерять эффект разделения на подгруппы с использованием отношения числа самой многочисленной группы к общему числу спутников N_{group} / N . Если $N_{group} / N = 1$, то это означает, что ни один МКА из группы не отделился. Если же отношение N_{group} / N близко к единице, то это соответствует случаю, когда небольшая часть аппаратов покинула группу, но подавляющее большинство осталось в ней.

Для каждого значения параметра α , где $R_{comm} = \mu_D + \alpha \cdot \sigma_D$, было проведено сто численных экспериментов с различными скоростями отделения. Значение N_{group} / N и количество подгрупп вычислялись по результатам каждого численного моделирования. Результаты исследования представлены на рис. 14 и 15 в виде диаграммы размаха, где 50% результатов находятся внутри прямоугольника, горизонтальная черта в прямоугольнике соответствует медиане, на отрезки сверху и снизу прямоугольника приходится по 25% результатов, крестики соответствуют выбросам. Из рис. 14 и 15 видно, что начиная с величины $R_{comm} = \mu_D + 2 \cdot \sigma_D = 536$ м эффект разделения роя практически не наблюдается, что означает, что предложенный алгоритм успешно справляется с задачей удержания коммуникационной связности роя МКА.

Таким образом, параметрическое численное исследование управляемого движения выявило размеры коммуникационной области, которые зависят от ошибок в скорости отделения космических аппаратов, при которых задача удержания связности роя успешно решается с помощью предложенного алгоритма управления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аналитическое и численное исследование управляемого относительного движения показало, что предложенный децентрализованный закон управления успешно справляется с задачей удержания связности роя малых космических аппаратов с учетом коммуникационных ограничений. Расчетное управление может быть реализовано как с помощью бортовых двигателей малой тяги, так и с использованием разности сил аэродинамического сопротивления на низких околоземных орбитах. Эффект разделения роя на независимые подгруппы проявляется при величинах радиуса коммуникационной сферы меньших, чем удвоенная величина среднеквадратического сдвига относительных

траекторий при свободном относительном движении после кластерного запуска с заданными случайными ошибками отделения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование поддержано грантом РНФ № 22-21-00845.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baranov A. A. Change of spacecraft position in a satellite system // *Cosmic Research*. 2008. V. 46. Iss. 3. P. 215–218. <https://doi.org/10.1134/S0010952508030040>
2. Ivanov D., Ovchinnikov M., Sakovich M. Relative Pose and Inertia Determination of Unknown Satellite Using Monocular Vision // *Intern. J. Aerospace Engineering*. 2018. Article ID 9731512. P. 1–16. <https://doi.org/10.1155/2018/9731512>
3. D'Amico S., Ardaens J.-S., Gaias G. et al. Noncooperative Rendezvous Using Angles-Only Optical Navigation: System Design and Flight Results // *J. Guidance, Control, and Dynamics*. 2013. V. 36. Iss. 6. P. 1576–1595. <https://doi.org/10.2514/1.59236>
4. Matsuka K., Feldman A. O., Sorina Lupu E. et al. Decentralized formation pose estimation for spacecraft swarms // *Advances in Space Research*. 2021. V. 67. Iss. 11. P. 3527–3545. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.06.016>
5. Kruger J., D'Amico S. Autonomous angles-only multitarget tracking for spacecraft swarms // *Acta Astronautica*. 2021. V. 189. Iss. 6. P. 514–529. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.08.049>
6. Jasiobedzki P., Se S., Pan T. et al. Autonomous satellite rendezvous and docking using lidar and model based vision // *Proc. of SPIE – The International Society for Optical Engineering. Spaceborne Sensors*. 2005. V. 5798. P. 54–65. <https://doi.org/10.1117/12.604011>
7. Kahr E., Roth N., Montenbruck O. et al. GPS relative navigation for the CanX-4 and CanX-5 formation-flying nanosatellites // *J. Spacecraft and Rockets*. 2018. V. 55. Iss. 6. P. 1545–1558. <https://doi.org/10.2514/1.A34117>
8. Ivanov D., Ovchinnikov M. Constellations and formation flying // *Cubesat Handbook*. Elsevier, 2021. P. 135–146. <https://doi.org/10.1016/b978-0-12-817884-3.00006-0>
9. Rajan R. T., Ben-Maor Sh., Kaderali Sh. et al. Applications and Potentials of Intelligent Swarms for magnetospheric studies // *Acta Astronautica*. 2022. V. 193. P. 554–571. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.07.046>

10. *Foust R. C., Lupu E. S., Nakka Ya. et al.* Autonomous in-orbit satellite assembly from a modular heterogeneous swarm // *Acta Astronautica*. 2020. V. 169. P. 191–205. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2020.01.006>
11. *Colombo C., McInnes C.* Orbit design for future SpaceChip swarm missions in a planetary atmosphere // *Acta Astronautica*. 2012. V. 75. P. 25–41. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2012.01.004>
12. *Voronina M. Y., Shirobokov M. G.* The Method of Determination of the Gravitational Field Model of an Asteroid Using a Group of Small Spacecrafts // *Cosmic Research*. 2022. V. 60. Iss. 3. P. 185–193. <https://doi.org/10.1134/S0010952522030091>
13. *Sabatini M., Palmerini G. B., Gasbarri P.* Control laws for defective swarming systems // *Adv. Astronaut. Sci.* 2015. V. 153. P. 749–768.
14. *Shirobokov M. G., Trofimov S. P.* Adaptive Neural Formation-Keeping Control for Satellites in a Low-Earth Orbit // *Cosmic Research*. 2021. V. 59. Iss. 6. P. 501–516. <https://doi.org/10.1134/S0010952521060113>
15. *Ivanov D., Monakhova U., Ovchinnikov M.* Nanosatellites swarm deployment using decentralized differential drag-based control with communicational constraints // *Acta Astronautica*. 2019. V. 159. P. 646–657. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2019.02.006>
16. *Monakhova U., Ivanov D., Mashtakov Ya., Shestakov S.* Approaches to studying the performance of swarm decentralized control algorithms // *Proc. Intern. Astronaut. Congr. International Astronautical Federation*. 2021. V. C1. Art. ID 66330. P. 261–269.
17. *Дадашев Р. Р., Шестаков С. А.* Методика управления группой спутников на основе коммуникационных графов: препринт. М.: ИПМ им. М. В. Келдыша, 2022. № 90. 32 с. <https://doi.org/10.20948/prepr-2022-90>
18. *Hill G. W.* Researches in Lunar Theory // *Am. J. Math.* 1878. V. 1. P. 5–26. <https://www.jstor.org/stable/2369430>
19. *Clohessy W. H., Wiltshire R. S.* Terminal Guidance System for Satellite Rendezvous // *J. Astronautica. Sci.* 1960. V. 27. Iss. 9. P. 653–678. <https://doi.org/10.2514/8.8704>
20. *Mashtakov Y., Ovchinnikov M. Yu., Petrovaet T. et al.* Two-satellite formation flying control by cell-structured solar sail // *Acta Astronautica*. 2020. V. 170. P. 592–600. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2020.02.024>
21. *Барбашин Е. А.* Введение в теорию устойчивости. М.: Наука, 1967. 350 с.

УДК 520.1, 520.27, 520.274

ПЕРСПЕКТИВЫ И НАПРАВЛЕНИЯ РАЗВИТИЯ СУБТЕРАГЕРЦОВОЙ АСТРОНОМИИ В РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

© 2024 г. С.Ф. Лихачев¹, А.Г. Рудницкий^{1*}, А.С. Андрианов¹, М.Н. Андрианов¹, М.Ю. Архипов¹, А.М. Барышев², В.Ф. Вдовин^{1,3}, Е.С. Голубев¹, В.И. Костенко¹, Т.И. Ларченкова¹, С.В. Пилипенко¹, Я.Г. Подобедов¹, Ж.К. Разананирина¹, И.В. Третьяков¹, С.Д. Федорчук¹, А.В. Худченко¹, Р.А. Черный¹, М.А. Щуров¹

¹Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

²Астрономический институт им. Я.К. Каптейна, Университет Гронингена, Гронинген, Нидерланды

³Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

*arud@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 17.02.2023 г.

После доработки 21.03.2023 г.

Принята к публикации 23.03.2023 г.

В работе рассмотрены научные и технические перспективы и возможные направления развития субтерагерцовой астрономии в Российской Федерации. Предложена концепция создания субтерагерцовых инструментов в виде универсальной компактной антенной решетки для размещения на территории России. На базе концепции такой антенной решетки возможна реализация нескольких космических проектов субтерагерцового диапазона нового поколения – космического интерферометра и телескопа, расположенного на поверхности Луны. Наземные антенные решетки смогут выступить в качестве поддержки режима интерферометра со сверхдлинной базой обсерватории «Миллиметр».

DOI: 10.31857/S0023420624010116

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия с интенсивным развитием наземных и космических наблюдательных средств существенно возрос интерес к исследованиям в субтерагерцовом (субТГц) диапазоне спектра (частоты от 100 до 1000 ГГц). Можно выделить целый ряд значимых результатов: изображения сверхмассивных черных дыр в центре нашей Галактики и в галактике М87, полученные Телескопом горизонта событий (Event Horizon Telescope – ЕНТ), успешная работа миссии *Herschel*, запуск *James Webb Telescope*, результаты работы 30-м телескопа IRAM (англ. Institute for Radio Astronomy in the Millimeter Range), интерферометра NOEMA (англ. Northern Extended Millimeter Array) и антенной решетки ALMA (англ. Atacama Large Millimeter Array) [1–6]. Субтерагерцовый диапазон становится для астрономов и астрофизиков источником все большего количества важной научной информации [7, 8]. Наблюдения в этой части спектра затрагивают наиболее актуальные вопросы современной астрофизики: ранняя Вселенная и ее эволюция, процессы образования звезд и планет, спектрометрия сложных

химических соединений, исследование компактных сверхмассивных объектов.

В ближайшем будущем астрофизические исследования и развитие соответствующих наблюдательных инструментов будут связаны с субтерагерцовым диапазоном длин волн и, в частности, с интерферометрией со сверхдлинными базами (РСДБ). Уже сейчас развивается наземная сеть телескопов этого диапазона, создаются новые концепции космических обсерваторий и интерферометров [9–14]. Подтверждением тому служат успешные наблюдения в обсерваториях ЕНТ и обширная программа развития глобальной сети этого проекта [12]. Важным элементом в плане развития сети Телескопа горизонта событий становится сокращение белых пятен на карте покрытия, на сегодняшний день таким пятном является значительное пространство северо-востока Евразии. Отмечен целый ряд перспективных районов России и среднеазиатских республик, где было бы чрезвычайно полезно разместить субтерагерцовую обсерваторию как элемент сети ЕНТ.

Известно, что возможности наземных средств наблюдений на высоких частотах существенно ограничены атмосферой Земли, а геометрия и, соответственно, угловое разрешение наземных интерферометров ограничены физическими размерами Земли. Именно по этой причине речь идет о необходимости развития одновременно и наземных, и космических телескопов, способных наблюдать в субтерагерцовом диапазоне.

На данный момент в РФ практически отсутствуют наземные телескопы, которые могут выполнять наблюдения на частотах выше 100 ГГц. Среди осуществляемых в настоящее время проектов можно назвать разработки Астрокосмического центра (АКЦ ФИАН): космическую обсерваторию «Миллиметр» («Спектр-М») [15, 16] и наземную субТГц-обсерваторию «Суффа» [17].

В настоящей работе рассматривается концепция и направление развития субтерагерцовой астрономии на территории России с точки зрения выбора наиболее актуальных научных задач и оптимальных средств организации и проведения наблюдений. Отметим, что с научной точки зрения необходимость развития субтерагерцовой астрономии в нашей стране, безусловно, востребована еще и для целей обзора и активного последовательного исследования северного полушария небесной сферы.

В соответствии с вышеизложенным предлагается концепция универсальной антенной решетки субтерагерцового диапазона космического и наземного базирования. Рассмотрено размещение наземного варианта на территории России, в том числе для отработки технологии и создания задела для будущих космических обсерваторий.

При этом поиск наиболее подходящих площадок для субтерагерцового телескопа и наземного полигона по отработке технологии космической обсерватории является самостоятельной научной задачей, в первую очередь связанной с изучением астроклимата на площадках-кандидатах, проводимой в настоящее время коллективом авторов в широкой кооперации [18, 19].

НАУЧНЫЕ ПРОБЛЕМЫ И ЗАДАЧИ СОВРЕМЕННОЙ СУБТЕРАГЕРЦОВОЙ АСТРОНОМИИ

Перечень научных задач субТГц-астрономии в рамках концепции наземно-космической интерферометрии, включающей наземную, лунную, наземно-космическую и автономную

технологии «космос — космос», чрезвычайно обширен. Сюда можно отнести практически все объекты и процессы, на исследование которых направлены современные крупномасштабные проекты физики, астрофизики и космологии: гравитационно-волновая астрономия [20–22], нейтринная астрофизика и физика космических лучей сверхвысоких (ТэВ и ПэВ) энергий, картографирование сверхмассивных компактных объектов в центрах галактик [23]. Особый интерес представляет реализация интерферометров «Луна — космос» и «космос — космос» в ТГц- и субТГц-области для решения задач, связанных с изучением окрестности сверхмассивных черных дыр (СМЧД).

Уникальность субТГц-диапазона состоит в том, что среда во многих объектах на ТГц-частотах обладает более высокой прозрачностью по сравнению как с более коротковолновыми (ИК, оптика), так и более длинноволновыми (сантиметровый, метровый) диапазонами. Это позволяет непосредственно исследовать «центральные машины» астрофизических объектов. Кроме того, в этом диапазоне имеется ряд важных спектральных особенностей, таких как яркие линии атомов, ионов и молекул, получившие название «диагностические линии» из-за их привязанности к определенным физическим процессам или состояниям. Многие объекты, такие как протозвездные облака, межзвездная пыль, галактики с активным звездообразованием и т.д., имеют максимум спектральной плотности излучения в субТГц-диапазоне.

Научные задачи обсуждаемой программы тесно связаны со следующими перспективными направлениями, которые будут определять развитие астрофизики и космологии в ближайшие несколько десятилетий.

- Происхождение и физика сверхмассивных черных дыр

Предполагается изучение как ближайших СМЧД, таких как Sgr A*, M87, двойная СМЧД OJ287, путем РСДБ-наблюдений фотонных колец вблизи их горизонта событий [24, 25], так и поиск и определение физических свойств СМЧД в ранней Вселенной.

Важными задачами этого направления выступают определение темпа аккреции на сверхмассивных черных дырах, их функции светимости и функции масс в пылевых галактиках с высокой скоростью звездообразования¹. Они объединяют

¹ В англоязычной литературе общепринятый термин Dusty Star Forming Galaxies (DSFG).

в себе широкий класс классических инфракрасных галактик, таких как яркие инфракрасные галактики (Luminous Infra-Red Galaxies – LIRGs), субмиллиметровые галактики (SMG), компактные затененные ядра (Compact Obscured Nuclei – CON) с лучевой концентрацией $N(H) \geq 10^{24} \text{ см}^{-2}$ и др. Важно отметить, что в последнее десятилетие эти объекты обнаружены на красных смещениях $z > 6$ (возраст Вселенной $t_H < 850$ млн лет) [26, 27]. Происхождение таких «монстров» в столь молодой Вселенной до сих пор остается неясным [28–30]. Наблюдения субТГц-части спектра их излучения, в которой представлена тепловая эмиссия пыли, линейчатый спектр CO, линия 158 мкм иона CII и ряд других линий, позволят определиться со сценарием образования этих объектов [31, 32]. Физические условия в окрестности СМЧД могут быть изучены с помощью наблюдений мегамазеров в линиях 183 и 321 ГГц [33, 34].

- Звездообразование во Вселенной

Задачей терагерцовой астрономии является измерение (в том числе в программах глубоких обзоров) скорости образования звезд во Вселенной как в хорошо известном пике звездообразования в области красных смещений $z \sim 2-4$ («полдень» Вселенной), так и за его пределами на красных смещениях $z = 2-10$ и, возможно, в более далекой области [32].

Это диктуется тем, что глобальная эволюция звездного нуклеосинтеза за пределами $z \sim 2-3$ практически неизвестна. Результатом исследования этих процессов будет создание полной концепции «звездного» периода эволюции Вселенной, начиная с максимально ранних эпох.

Также субТГц-диапазон идеально подходит для изучения физики процесса звездообразования на масштабах отдельных звезд или скоплений посредством наблюдения объектов в нашей Галактике. До сих пор не известно, как образуются массивные звезды, какую роль в звездообразовании играют филаменты межзвездной среды, как может варьироваться начальная функция масс звезд и т.д. Для решения этих задач требуется построение изображений, спектральные исследования, измерение поляризации и исследование переменности объектов.

- Поиск излучения сложных молекул

На сегодняшний день остается открытым вопрос, где же именно формировались «строительные блоки», из которых образовались первые земные репликаторы – пребиотики. Поиск

и обнаружение пребиотиков и их образующих – ключевая и одна из приоритетных задач современной астрохимии. На данный момент зафиксировано излучение как относительно простых (метанол, метилцианид), так и более сложных органических соединений, например пропаналь $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CHO}$ [35], цианонафталин $\text{C}_{10}\text{H}_7\text{CN}$ [36] и др., что говорит о принципиальной возможности возникновения пребиотиков еще на этапе формирования планеты или звездной системы в количестве, достаточном для их обнаружения предлагаемыми средствами. «Увидеть» эти молекулярные соединения можно как с помощью наземных радиотелескопов, например IRAM30m и GLT (англ. Greenland Telescope), который работает в диапазоне до 377 ГГц, так и с помощью стратосферных инструментов *SOFIA* (*Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy*)² и *BLAST* (*Balloon-borne Large-Aperture Submillimeter Telescope*)³. Эти молекулы, как правило, имеют большое количество переходов между вращательными энергетическими уровнями, попадающими в субТГц-диапазон спектра. Количество линий, которые возможно наблюдать в диапазоне частот от 80 до 345 ГГц, составляет более 2.2 млн⁴.

- Поиск воды в межзвездной среде, в областях звездообразования, в протопланетных дисках⁵

Интерес к этой проблеме самым тесным образом связан с проблемой возникновения жизни во Вселенной [16].

- Поиск искажений в спектре реликтового излучения

Телескоп, или антенная решетка, установленный на поверхности Луны, работающий в режиме одиночного зеркала и обладающий достаточной чувствительностью, позволит решать задачу, связанную с поиском μ -искажений в спектре реликтового излучения [16]. Величина искажений составляет $10^{-6}-10^{-8}$ от амплитуды самого реликтового излучения.

Субтерагерцовый диапазон также важен для исследования скоплений галактик – эффект Сюняева – Зельдовича (Y -искажения), а релятивистские поправки к нему позволяют восстанавливать физические свойства газа (температуру, давление).

² Обсерватория *SOFIA*: <https://www.sofia.usra.edu/>.

³ Эксперимент *BLAST*: <https://sites.northwestern.edu/blast/>.

⁴ <https://cdms.astro.uni-koeln.de/cgi-bin/cdmssearch>.

⁵ В англоязычной литературе этот класс задач известен как Water trail problem.

- Изучение процессов генерации гамма-излучения и нейтрино с энергиями уровня ТэВ и ПэВ и космических лучей в блазарах.

Пик электромагнитного излучения в них приходится на область субТГц, ТГц, а вариации в гамма- и субТГц- или ТГц-диапазонах, как правило, коррелируют [37].

- Изучение физических свойств и динамики вещества в экстремальных гравитационных полях с помощью наблюдения всплесков электромагнитного излучения, которыми сопровождаются события, вызывающие всплески гравитационных волн [38].

Как видно, спектр перечисленных задач очень широк, и конечный перечень решаемых задач будет напрямую зависеть от параметров обсерватории.

КОНЦЕПЦИЯ РАЗВИТИЯ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ИНСТРУМЕНТОВ СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Повышенный интерес к субтерагерцовой астрономии привел к созданию в последние десятилетия целого ряда обсерваторий с инструментами этого диапазона. Уже действуют десятки радиотелескопов диаметром от нескольких единиц до десятков метров, работающих до определенных длин волн субТГц-диапазона и расположенных в различных точках земной поверхности от Гренландии⁶ до Южного полюса⁷ [6, 12].

На сегодня в России практически нет антенн, способных работать на частотах от 100 ГГц и выше. К таким инструментам условно можно отнести 22-м антенну РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории [39, 40], которая способна работать на длинноволновом краю субТГц-диапазона с эффективностью менее 20%. Аналогичная антенна Пушинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО) [39], имеющая несколько худшее качество поверхности, не может ныне использоваться даже на 100 ГГц. Также в окрестностях г. Дмитрова есть две антенны Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана диаметром 7.75 м. Первая из них использовалась в радиоастрономических наблюдениях на частотах до 87.7 ГГц, вторая на протяжении многих лет используется для наблюдений Солнца

и в педагогической учебной практике. Но невысокое качество их поверхности (среднеквадратическое отклонение (СКО) 100 мкм) в совокупности с малой высотой над уровнем моря, характеризующейся высоким атмосферным поглощением, делает их бесперспективными для работы на более высоких частотах за пределами двух первых низкочастотных окон прозрачности атмосферы ($\lambda = 2$ и 3 мм). Следует отметить предложение Института прикладной астрономии РАН⁸ опробовать в миллиметровом диапазоне длин волн три антенны диаметром 13.2 м с анонсированной паспортной точностью поверхности около 50 мкм, что возможно позволит работать в окне прозрачности 1.3 мм. Однако месторасположение указанных антенн на высотах менее 1000 м над уровнем моря также не является перспективным для наблюдений на длинах волн короче 2–3 мм.

Существующие российские антенны субтерагерцового диапазона – Международная радиоастрономическая обсерватория (МРАО) «Суффа» и 10 м антенна космической обсерватории «Миллиметр» [16] – находятся в стадии технологического освоения.

В настоящей работе в рамках оценки перспектив развития субтерагерцовой астрономии в России рассматривается проект универсальной радиоастрономической системы в виде автономной роботизированной мобильной антенной решетки (массив антенн малого диаметра) субтерагерцового диапазона. Неоспоримым преимуществом такого комплекса является его мобильность, возможность его конфигурации с переменным линейным масштабом, а также способность работать как в режиме одиночных антенн, так и в режиме интерферометра с изменяемой проекцией базы. Более того, такая система наземного базирования может стать определяющей в дальнейшем развитии наблюдательных средств космического базирования для астрофизических исследований в субтерагерцовом диапазоне.

В рамках рассматриваемого проекта работы по развитию субтерагерцовой астрономии можно разделить на несколько этапов.

- Этап 1. Изготовление макета антенной решетки.
- Этап 2. Создание опытного образца автономной роботизированной мобильной антенной решетки.

⁶ <https://www.cfa.harvard.edu/spaces/greenland-telescope>.

⁷ <https://www.cfa.harvard.edu/facilities-technology/telescopes-instruments/south-pole-telescope-antarctica>.

⁸ <https://iaaras.ru/quasar/rt-13/antenna/>

- Этап 3. Изготовление и испытания антенной решетки.
- Этап 4. Поиск оптимальной наблюдательной площадки с учетом требований необходимого астроклимата для работы в субтерагерцовом диапазоне и наличием доступной наземной инфраструктуры. Перебазирование антенной решетки на площадку и выполнение технологических испытаний и научных наблюдений.
- Этап 5. Формирование рекомендаций для планирования работ по развитию антенных систем субтерагерцового диапазона в космическом исполнении.

Наземная антенная решетка субтерагерцового диапазона

На первом этапе целесообразно рассмотреть упрощенный вариант — прототип решетки, который будет состоять из нескольких (от 3 до 6) антенн малого диаметра (3–8 м) с приемным комплексом. Это позволит отработать ключевые технологии и решения. В качестве площадки для таких работ может выступать ПРАО Астрокосмического центра Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

На базе разработанного прототипа антенны и несущей платформы представляется возможным создание антенной решетки — полноценной обсерватории субтерагерцового диапазона.

Рассмотрим конфигурацию экспериментальной антенной решетки (ЭАР) для моделирования наземного инструмента апертурного синтеза субтерагерцового диапазона с параметрами:

- малоразмерные полноповоротные параболические антенны, диаметр (D) 3, 5 или 8 м;
- качество поверхности зеркал 40 мкм (СКО);
- количество антенн в последовательности освоения от 3 до 6.

Для выполнения количественных оценок в качестве пункта размещения и наблюдательной площадки было рассмотрено локальное плато г. Маяк (Дагестан, высота над уровнем моря 2352 м). Гора Маяк выбрана из компромиссных соображений комбинации параметров доступной инфраструктуры и удовлетворительного микроволнового астроклимата, который исследовался радиометром МИАП-2 Астрокосмического центра ФИАН в 2021–2022 гг. [19, 41].

На рис. 1 представлен эскиз картографической привязки шести антенн экспериментальной антенной решетки на участке в окрестности г. Маяк. Данная конфигурация инструмента близка

к конфигурации интерферометра с минимальной избыточностью для ограниченного числа антенн.

При расчетах координат векторов базы приняты одинаковые средние значения высот станций над геоидом (в точке пика г. Маяк над средним уровнем моря). Кроме того, ввиду малых локальных размеров антенной решетки, модули их радиус-векторов также приняты одинаковыми. С учетом рассматриваемой топологии можно оценить реализуемые проекции базы между элементами антенной решетки. Тогда ожидаемые заполнения (u , v) плоскости пространственных частот для рассматриваемой антенной решетки, например для источников Sgr A* и M87, будут иметь вид, представленный на рис. 2.

Угловое разрешение антенной решетки, в зависимости от выбранной частоты наблюдений (40–345 ГГц), для максимальной базы внутри решетки (370.2 м) будет лежать в пределах от 4.85" до 0.59". Ширина диаграмм направленности по уровню половинной мощности $\Theta_{1/2}$ (секунды дуги) в зависимости от частоты (длины волны) для антенн с диаметрами 3, 5, 8 м, представленных в табл. 1, определяет соответствующее поле зрения антенной решетки.

Таблица 1

	D , м	3	5	8
ν , ГГц	λ , мм	ϕ , угл. с	ϕ , угл. с	ϕ , угл. с
90	3.33	280	168	105
140	2.14	180	108	67
230	1.30	109	66	41
345	0.87	73	44	27

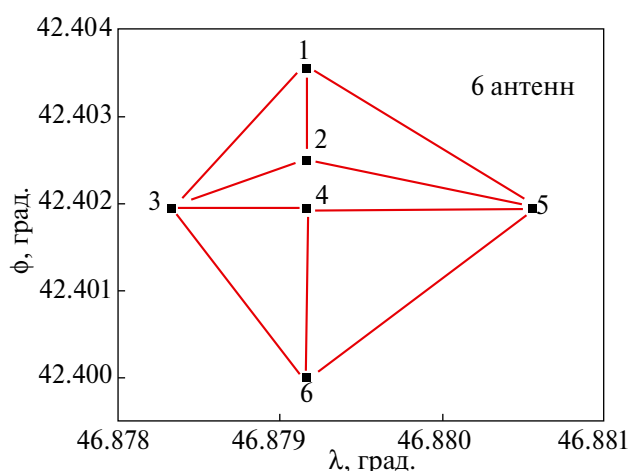


Рис. 1. Эскизная картографическая привязка шести антенн ЭАР на участке плато г. Маяк, Дагестан. По вертикали — широта, по горизонтали — долгота в градусах. Выделены все реализуемые 15 баз ЭАР.

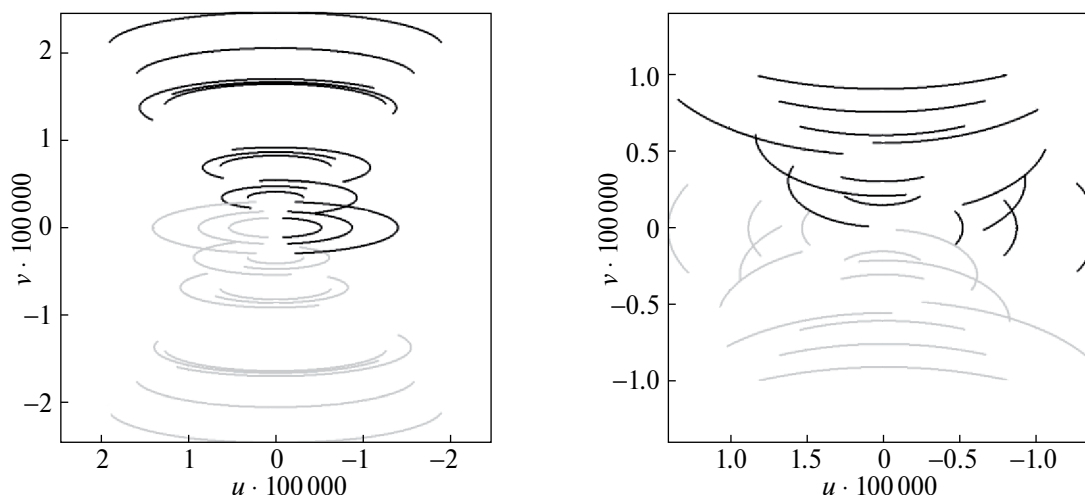


Рис. 2. Пример заполнения (u, v) плоскости при наблюдении радиоисточников М87 (слева) и Sgr A* (справа) на решетке ЭАР. Шкала координат u и v представлена в длинах волн $\lambda \cdot 10^5$ ($\lambda = 1$ мм).

Для оценок чувствительности одной антенны, а также всей решетки были приняты следующие параметры:

- точность поверхности антенны (СКО) 40 мкм; ширина мгновенной полосы приема IF (промежуточная полоса) $\Delta\nu = 8$ ГГц; шумовая температура системы $T_{\text{sys}} = 80, 110, 150, 300$ К для частот 90, 140, 230, 345 ГГц соответственно;

- условный параметр качества атмосферы – содержание в ней водяного пара (PWV – precipitable water vapor), для окон прозрачности 1.3 и 0.8 мм. Благоприятным микроволновый астроклимат считается при $\text{PWV} \leq 3$ мм, что, как правило, надежно достигается на высотах свыше 3000 м над уровнем моря, что и заложено в приведенные ниже оценки;

- в соответствии с рабочей частотой и ожидаемыми флуктуациями атмосферы время τ когерентного накопления сигнала составит около 100, 60, 20, 10 с при наблюдениях с антенной решеткой в континууме на частотах 90, 140, 230, 345 ГГц соответственно.

С учетом принятых параметров флуктуационная чувствительность в континууме по плотности потока dS антенной решеткой составит 7.1–100.9 мЯн для частот 90–345 ГГц в случае использования антенн диаметром 3 м; 2.6–36.3 мЯн в случае антенн с диаметром 5 м; 1.0–14.2 мЯн в случае антенн диаметром 8 м.

В свою очередь оценка чувствительности решетки при совместных РСДБ-наблюдениях с ALMA будет лежать в пределах 0.4–1.1 мЯн на

частоте 90 ГГц, 1.6–4.3 мЯн на частоте 230 ГГц и 3.8–10.2 мЯн на 345 ГГц для диаметра антенны 3, 5 и 8 м соответственно.

Рассматриваемая антенная решетка, даже с антеннами диаметром 3 м, с помощью коррелятора может использоваться для спектрального анализа автокорреляционных спектров всей антенной решетки в режиме полной мощности. Для повышения чувствительности здесь могут использоваться приемники с диаграммной модуляцией и большие интервалы интегрирования (до 10^3 с и выше). В этом случае спектральная чувствительность в одном канале шириной 1 км/с по лучевой скорости и временем интегрирования 1800 с может составить 30, 24, 20, 20, 34, 62 Ян при наблюдениях на частотах 22, 40, 90, 140, 230 и 345 ГГц соответственно.

Наземная антенная решетка в упрощенном варианте из антенн диаметром 3–5 м сможет выполнять наблюдения транзитных объектов, например мониторинг вспышек в молодых звездных объектах, построение субТГц кривых блеска послесвечений гамма-всплесков, а также исследовать спектры некоторых тел Солнечной системы. При участии других наземных антенн, в частности при работе решетки в составе международного телескопа next-generation Event Horizon Telescope (ngEHT) в режиме РСДБ, станет возможным участие в исследовании тени двойных СМЧД, наблюдениях первого фотонного кольца. При увеличении диаметра и количества антенн решетка будет обладать достаточной чувствительностью для поиска воды в областях звездообразования и протопланетных дисках,

поиска излучения сложных молекул, изучения звездообразования в нашей и других галактиках.

Выбор местоположения наземной площадки

Для эффективной реализации потенциала субтерагерцовой обсерватории необходимо провести поиск и выбор оптимальных площадок для размещения рассматриваемых антенных систем.

Изучение влияния атмосферы Земли на распространение электромагнитного излучения субТГц-радиочастот имеет продолжительную историю: построены сравнительно достоверные модели плоскостной атмосферы [42] и выделены основные компоненты, ответственные за атмосферное поглощение (они же при наличии условий для возникновения турбулентности ответственны и за рассеяние). Это в первую очередь кислород и вода. Изучению микроволнового астроклимата посвящены многочисленные работы, объем которых заметно возрос в последние два года [18, 19]. Атмосферу в субТГц-диапазоне можно рассматривать в виде последовательности окон относительной прозрачности, расположенных в окрестности длин волн в 3, 2, 1.3, 0.8 мм и т.д., разделенных мощными линиями поглощения водяного пара и кислорода. Поглощение радиоизлучения в этих линиях может достигать значений 100 дБ/км. Именно этот факт мотивирует исследователей подниматься выше в горы, где поглощение ниже, либо запускать космические обсерватории или инструменты в высотные слои атмосферы (*SOFIA*, *BOOMERanG*, *OLIMPO*) [43].

Ограничиваясь длинами волн 1.3 и 0.8 мм (230 и 340 ГГц соответственно), можно предположить, что высота размещения обсерватории желательна не ниже 3000 м. На более низких площадках соблюдение требования $PWV \sim 3$ мм для окон прозрачности 1.3 и 0.8 мм довольно редкое событие, и оптическая толща атмосферы (вертикальное поглощение) лучше 0.1 Неп недостижима в пределах сколько-нибудь значительных промежутков времени. Между тем периоды возможных наблюдений должны составлять значимую часть времени ($\sim 80\%$), что особо важно для интерферометрии. Но даже большая высота не гарантирует качество микроволнового астроклимата. Опыт показывает, что наиболее предпочтительны места с осадками 200–300 мм в год и ниже. Так, например, облачность и значительные осадки (свыше 1000 мм в год) делают практически бесперспективной самую высокую вершину Европы — Эльбрус [19]. Большое значение

имеет наличие ясного неба, эту информацию можно получить из метеорологических баз данных. Резюмируя, делаем вывод, что крайне привлекательными будут площадки с 320–350 безоблачными днями, которых немало и на Кавказе, и в Сибири. Села Гуниб (г. Маяк) и Чираг (г. Курадаг) в Дагестане, несомненно, в этом списке так же, как и пик Хулугайша в Саянах.

Учитывая современные тенденции по развитию одновременных многочастотных наблюдений и алгоритмов на их базе для компенсации фазовых флуктуаций сигналов в субтерагерцовом диапазоне, вызванных атмосферой Земли, требования к астроклимату площадок (PWV , количество солнечных дней в году, минимальная высота) для наземных субтерагерцовых инструментов в ближайшем будущем могут смягчиться [44].

Для экспериментального исследования атмосферного поглощения в конкретных географических точках, представляющих интерес для размещения субТГц-инструментов, используются как наземные средства (радиометры водяного пара, лидары и т.д.), так и данные дистанционного зондирования Земли.

Конкретный выбор места размещения потребует дополнительных решений на основе результатов экспедиционных исследований в нескольких географических локациях в рамках существующих оптимальных предложений.

Перспективы использования лунной поверхности

Исследование Луны и использование ее поверхности постепенно входят в перечень наиболее приоритетных направлений исследований ведущих космических держав. Актуальными становятся перспективные научные инструменты, которые могли бы быть размещены на поверхности Луны или на окололунных орбитах [45–47]. С научной точки зрения кроме собственно селективных исследований особую значимость приобретают телескопы, способные наблюдать в диапазонах электромагнитного спектра, недоступных на поверхности Земли.

В области радиоастрономии к таким диапазонам относятся низкочастотный (частота ниже < 10 МГц, метровые волны) и высокочастотный (> 100 ГГц, включая дальний инфракрасный диапазон) [48–50]. В первом случае научным наблюдениям мешают существенные ограничения ионосферы и техногенный шум радиоэфира, во втором случае ограничения связаны с поглощением и флуктуациями излучения при прохождении сигналов в атмосфере.

Спектр научных задач для лунной обсерватории определяется эффективной приемной площадью антенных систем и возможностями самих приемников излучения. Самым предпочтительным представляется диапазон длин волн $\sim 30\text{--}3000$ мкм (от 100 ГГц до 10 ТГц) — недостижимый или труднодоступный для наземных наблюдений.

В зависимости от средств доставки на поверхность Луны общий облик обсерватории может быть представлен двумя вариантами. В первом варианте обсерватория осуществляет посадку на поверхность как самостоятельный аппарат, в состав которого входит посадочный модуль (одноразовый). Во втором варианте обсерватория может доставляться на поверхность с использованием универсального многоразового модуля, предназначенного для многофункциональной активности на Луне из состава *Cislunar Transportation Facility* и *Lunar Transportation and Operation Facility* проекта *Международной научной лунной станции (МНЛС или ILRS)*⁹.

Лунная антенная решетка, работая совместно с наземной сетью телескопов в режиме РСДБ, позволит получить высокодетальные изображения теней черных дыр с разрешением до 30 раз лучше, чем наземная сеть в отдельности, что станет большим шагом вперед в изучении этой тематики. Возможности решетки по решению задач из разд. 1 будут зависеть от достижимой чувствительности и от того, каким комплексом

приемной аппаратуры она будет оборудована. Большая часть этих задач может быть решена с помощью гетеродинных приемников. Для исследования спектральных искажений реликтового излучения необходим специальный спектрометр. Для некоторых задач по темам звездообразования и физики сверхмассивных черных дыр нужны измерения поляризации.

Ниже рассмотрим несколько вариантов перспективной обсерватории субтерагерцового диапазона, расположенной на поверхности Луны.

Обсерватория внутри темного кратера

У такого расположения для обсерватории имеется явное преимущество — низкая температура окружающего фона. Это существенно снижает требования к пассивной и активной криосистемам оптической системы и приборов. Однако такое расположение имеет и негативную сторону — существенное усложнение энергоснабжения аппарата в течение всего срока службы. Это связано с тем, что стандартное решение для космических аппаратов — солнечные батареи — не могут эффективно использоваться. Еще один источник электричества — радиоизотопный генератор (РИТЭГ) для оценочного уровня потребляемой электрической мощности 100–150 Вт будет иметь неприемлемые габариты, массу и стоимость, а также существенное

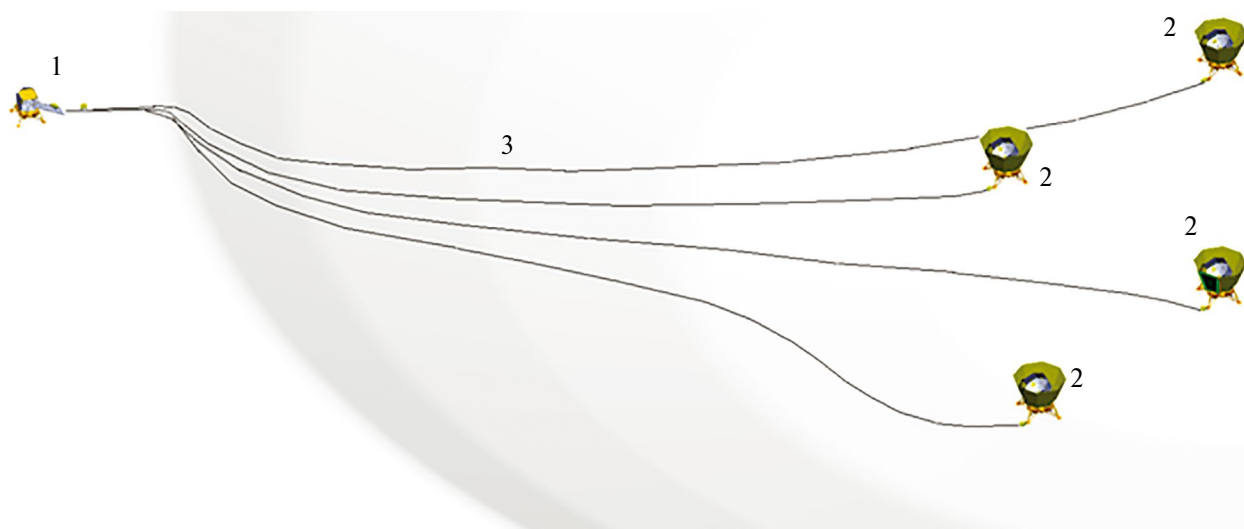


Рис. 3. Концепция антенной решетки, расположенной в кратере Луны: 1 — служебный модуль, 2 — антенные модули, 3 — интерфейсные кабели.

⁹ <http://www.cnsa.gov.cn/english/n6465652/n6465653/c6812150/content.html>

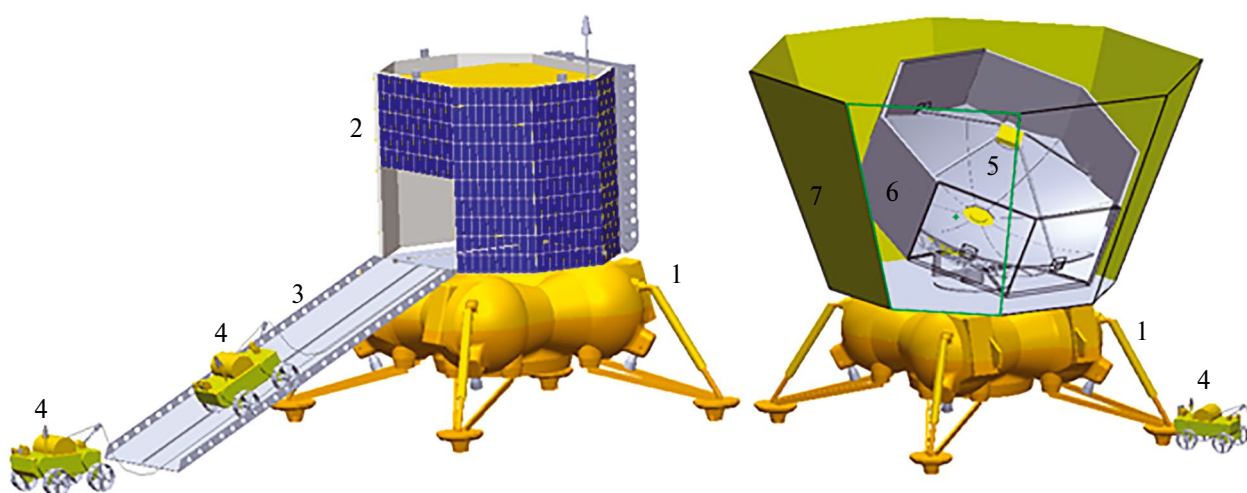


Рис. 4. Общий вид обсерватории в темном кратере. Слева – служебный модуль, справа – антенный. 1 – посадочный блок, 2 – солнечные батареи, 3 – пандус, 4 – роботизированная интерфейсная тележка, 5 – зеркальная система, 6 – бленда, 7 – дополнительный теплозащитный экран.

тепловыделение. Также немаловажным является аспект ядерной безопасности [51].

Вариантом, реализующим преимущества расположения обсерватории в темном кратере, является многокомпонентная схема со служебным модулем. Антенный модуль совершает посадку внутри кратера, а служебный – в зону, освещаемую солнцем. Его задача заключается в генерации и передаче электроэнергии для антенных модулей, синхронизации радиосистем (в режиме интерферометра) и обмена научными и служебными данными с орбитальным лунным модулем. На рис. 3 изображен вариант антенной решетки, располагаемой в кратере Луны.

Интерфейс между антенными и служебным модулями осуществляется с помощью кабелей, которые прокладываются с использованием роботизированных интерфейсных тележек. Пример внешнего вида такой системы представлен на рис. 4.

Существенные недостатки такой схемы связаны с критической зависимостью от служебного модуля и сложностью стыковки с использованием роботизированных интерфейсных тележек. Также чрезвычайно важным становится выбор места посадки, в котором реализуются требуемые условия размещения как служебного модуля, так модулей обсерватории.

Обсерватория на освещенной поверхности Луны

Размещение в приполярной зоне на освещаемом участке снимает проблему обеспечения электроэнергией аппарата и позволяет сделать его автономным. Теоретически аппарат может освещаться и боковым солнечным светом, в реальности же этот интервал будет ограничен местным затенением от элементов рельефа, а также будет определяться координатами места посадки (отличными от полюса). При проектировании обсерватории для обеспечения ее энергопитания, с одной стороны, и глубокого охлаждения, с другой, нужно учитывать движение Солнца по небесной сфере. Возможный вид такой обсерватории показан на рис. 5.

В рассматриваемой конфигурации допустимо присутствие Солнца в угле с раствором $\sim 135^\circ$ относительно вертикальной оси аппарата для обеспечения стабильной засветки панелей солнечных батарей и отсутствия засветки зеркальной системы и радиатора. В случае возможной засветки охлаждаемых элементов аппарата солнцем, опорно-поворотное устройство антенны должно обеспечивать доворот зеркальной системы, экрана, панелей солнечных батарей и радиатора для исключения этого эффекта.

Указанные требования накладывают дополнительные ограничения на циклограмму научных наблюдений.

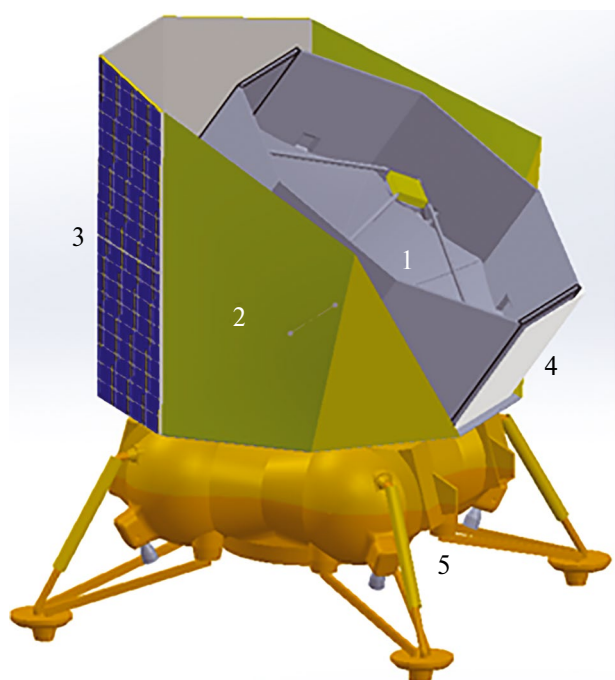


Рис. 5. Общий вид системы, размещаемой на освещенной поверхности Луны: 1 — зеркальная система, 2 — теплозащитный экран, 3 — солнечные батареи, 4 — радиатор, 5 — посадочный блок.

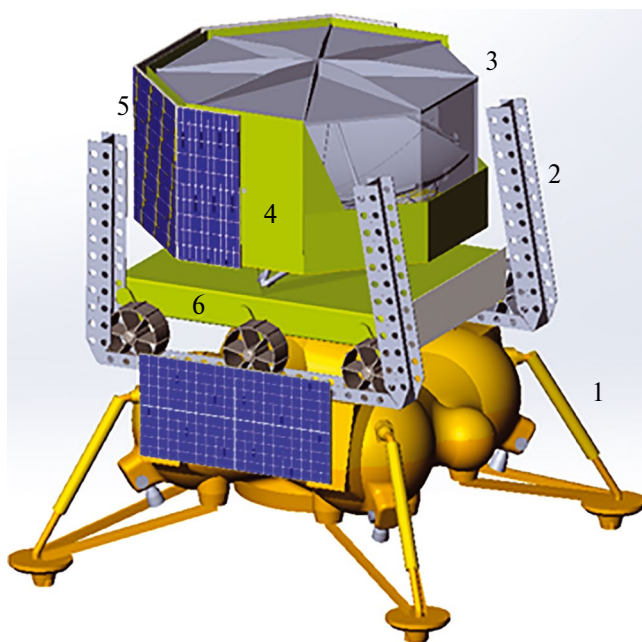


Рис. 6. Общий вид системы на базе подвижных платформ: 1 — универсальный многоразовый блок, 2 — пандус, 3 — бленда зеркальной системы с отделяемой крышкой, 4 — теплозащитный экран, 5 — солнечные батареи, 6 — мобильная платформа.

Обсерватория на базе подвижных платформ

Рассмотрим возможный вид обсерватории для данной транспортной схемы, представленной на рис. 6.

Основными отличиями программы развертывания будут: этап перегрузки обсерватории с универсального многоразового модуля на поверхность Луны и последующее его перемещение в требуемую локацию. Первый этап несет технические риски из-за больших габаритов перемещаемой обсерватории (сопоставимой с габаритами самого модуля).

Размещение обсерватории на подвижной платформе должно учитывать взаимное положение обсерватории и Солнца для обеспечения электропитания и отсутствия засветки зеркальной системы. Подвижность обсерватории облегчает решение этой задачи. Для проведения научных наблюдений вариант с подвижными антеннами позволяет менять размеры и ориентацию баз элементов антенной решетки.

Космический интерферометр субтерагерцового диапазона

Другое перспективное направление, которое может использовать опыт создания универсальной антенной решетки, это космический интерферометр, или интерферометр «космос — космос». Концептуально он представляет собой систему из нескольких орбитальных радиотелескопов, работающих в режиме РСДБ. Преимуществом такой системы, в отличие от других, является возможность создания интерферометра с размером базы многократно превышающим диаметр Земли. С учетом опыта проектов «Радиоастрон» и «Миллиметрон» могут быть реализованы проекции баз 300 тыс. — 1.5 млн км и более. Такая возможность позволит достичь предельно высокого углового разрешения, необходимого для исследования сверхкомпактных астрономических объектов, например черных дыр, внегалактических мазерных источников и нейтронных звезд.

В качестве примеров концепции таких космических интерферометров можно привести проекты *Cookie*, *Event Horizon Imager (EHI)*

[52–56] и *TeraHertz Exploration and Zooming-in for Astrophysics (THEZA)* [57].

Такая космическая система, в отличие от антенной решетки, расположенной на поверхности Луны, сможет решить задачу наблюдения близких окрестностей СМЧД в динамике. Наиболее подходящим и ближайшим объектом в этом случае является Sgr A*. Переменность изображения источника составляет порядка ~ 220 с [23, 58]. Подобные наблюдения возможны в так называемом режиме мгновенного снимка (*snapshot*). Чтобы синтезировать относительно качественное изображение, необходимо получить мгновенное заполнение плоскости пространственных частот (u, v) с максимально возможным количеством пространственных частот.

По предварительным оценкам, чувствительность (SEFD – System Equivalent Flux Density) одного элемента космического интерферометра с диаметром антенны 4.4 м может составлять порядка 50 000 и 70 000 Ян на частотах 230 и 690 ГГц соответственно, с мгновенной полосой пропускания шириной 5 ГГц. При предполагаемом времени интегрирования ~ 450 с флуктуационная чувствительность по плотности потока dS составит ~ 30 мЯн [55].

Важным моментом в реализации космического интерферометра станет решение задачи поиска оптимальной геометрии для полноценной реализации наблюдений в режиме мгновенного снимка, что неразрывно связано с подбором

соответствующих орбитальных параметров и построением оптимальной топологии интерферометра. Для реализации космического интерферометра, состоящего из группировки космических телескопов, необходимо рассматривать различные типы и комбинации орбит с учетом всех ограничений и требований.

ЗЕРКАЛЬНАЯ СИСТЕМА

Субтерагерцовый диапазон длин волн требует относительно высокой точности и формостабильности рефлектора (десятки микрон среднеквадратичного отклонения), особенно в условиях глубокого охлаждения, а в случае размещения на поверхности Луны или в космическом пространстве – еще и малой удельной массы конструкции. Перспективным решением такой комплексной задачи является использование сегментированного зеркала из высокомодульного углепластика на формостабильном каркасе. Такое решение базируется на опыте, полученном в ходе работ по проекту «Миллиметрон» [59]. На рис. 7 представлен общий вид зеркальной системы.

Сегменты (панели) зеркала устанавливаются на каркас и приводятся в рабочее состояние с использованием юстировочных узлов. В зависимости от окончательного выбора рабочего диапазона юстировочные узлы могут быть выполнены в виде активных электромеханических актюаторов для настройки зеркала при достижении

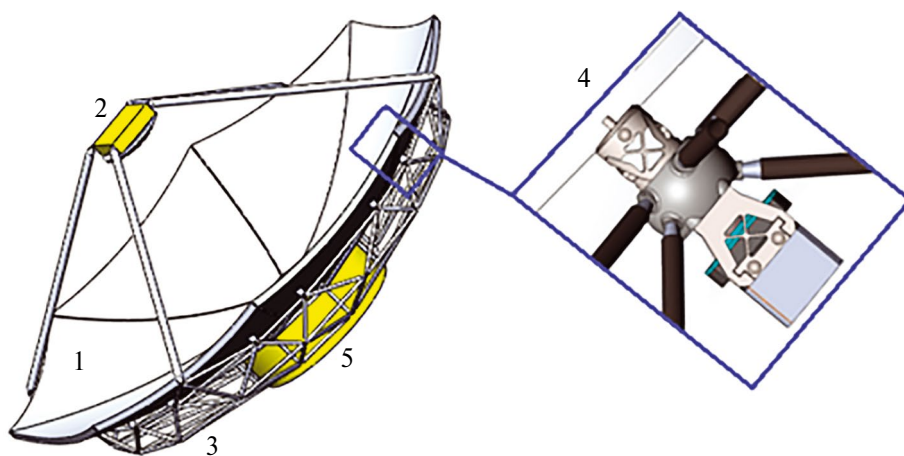


Рис. 7. Общий вид зеркальной системы: 1 – панели главного зеркала, 2 – вторичное зеркало, 3 – каркас, 4 – актюатор, 5 – контейнер с приемниками.

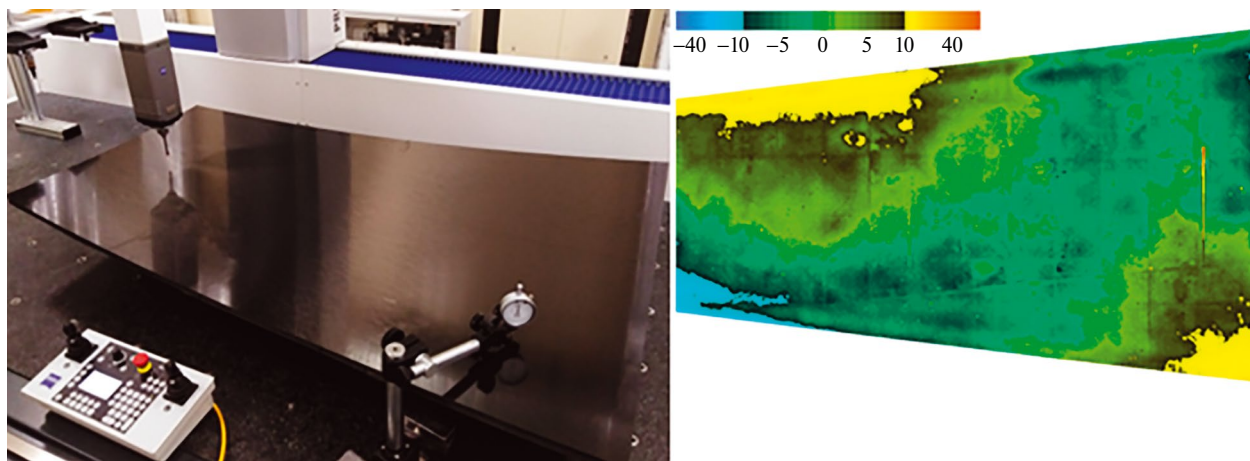


Рис. 8. Слева — панель «Миллиметрона» при измерении на контрольно-измерительной машине (КИМ), справа — поле отклонений (СКО — 7.2 мкм).

эксплуатационной температуры поверхности антенны [60]. В случае адаптивного зеркала в состав обсерватории потребуется ввести систему контроля формы и адаптации поверхности.

В рамках работ по проекту «Миллиметронтрон» приобретен опыт создания высокоточных панелей из углепластика — элементов поверхности для антенн субтерагерцового диапазона (рис. 8).

В условиях эксплуатации на Земле антенна размещается в подвижном укрытии, обеспечивающем работу в составе решетки с изменяемой базой. Пример такой антенны представлен на рис. 9.

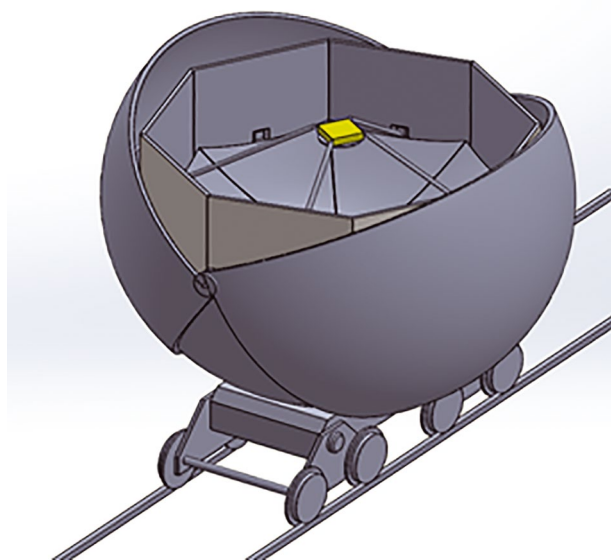


Рис. 9. Концепция обсерватории в подвижном укрытии для использования на Земле.

ПЕРЕДАЧА И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

При эксплуатации антенной решетки на Земле, используются известные стандарты проводной или беспроводной связи между элементами решетки. Для передачи больших массивов данных между элементами решетки в условиях отсутствия атмосферы (открытый космос или поверхность Луны) целесообразно применять квантовые системы приемопередачи — лазеры. Скорость передачи данных при этом составит около 40–80 Гбит/с с ортогональным поляризационным разнесением.

Накопленные в памяти телескопов научные данные необходимо передать в коррелятор. И если на Земле это не представляет особых трудностей, то для передачи значительных массивов данных между лунным модулем и наземными станциями слежения возможно использовать миллиметровый диапазон радиоволн, в частности диапазон Е (71–76, 81–86 ГГц). В этом случае применение указанного диапазона для передачи данных обеспечивает минимальную вероятность ошибки при толщине тропосферы 10–11 км. Скорость передачи информации в этом случае может составлять значения порядка 17–20 Гбит/с.

Благодаря размещению антенн на Луне, в связи с отсутствием атмосферы, геометрическая задержка для корреляционной обработки наблюдений вычисляется с большой точностью. Это действует для корреляции данных относительно малые вычислительные ресурсы, которые могут быть организованы как на базе специально запрограммированной ПЛИС (программируемая

логическая интегральная схема), так и на базе процессоров общего назначения. Скорость передаваемых на наземную станцию слежения данных в этом случае не превысит десятки мегабит в секунду, что на несколько порядков меньше относительно скорости передачи необработанной информации на Землю. Таким образом, размещение системы корреляционной обработки в составе космического интерферометра или на лунной поверхности может оказаться эффективным способом уменьшения объема и скорости передачи научных данных на Землю. Тогда можно реализовать передачу данных как в сантиметровом диапазоне на несущей частоте 15 ГГц, так и в миллиметровом диапазоне радиоволн. Преимуществом последнего является большее усиление приемопередающих антенн при определенной флуктуации и некотором затухании радиоволн в тропосфере. Однако следует учитывать, что такой подход к бортовой корреляционной обработке и к сокращению объема передаваемых данных гораздо проще реализовать для интерферометра на поверхности Луны, чем для интерферометра «космос – космос».

БАЛЛИСТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ И СОПРОВОЖДЕНИЕ

Баллистико-навигационное обеспечение интерферометра «космос – космос» мало чем отличается от подобной задачи для наземно-космических интерферометров (например, «Радиоастрон» и «Миллиметрон») и в первую очередь связано с проведением высокоточных траекторных измерений космических аппаратов и точным восстановлением их орбитальных параметров.

В случае лунной посадочной миссии баллистическое сопровождение будет включать в себя несколько этапов. На примере опыта выведения и посадки аппаратов «Луна-17» и «Луна-21» сначала космический аппарат выводится с помощью ракеты-носителя и разгонного блока на траекторию полета к Луне.

Время полета до Луны составляет примерно 4.5 сут. На орбите спутника Луны космический аппарат находится около 4 сут. Примерно через двое суток после выведения на селеноцентрическую орбиту выполняется первая орбитальная коррекция, предназначенная для формирования орбиты для посадки на поверхность Луны. При необходимости на третьи сутки полета по орбите искусственного спутника Луны (ИСЛ) может быть проведена вторая орбитальная коррекция параметров селеноцентрической орбиты. На

четвертые сутки полета по селеноцентрической орбите осуществляется маневр посадки. Посадка будет выполняться в два этапа.

В окончательном виде процесс выведения космического аппарата и его посадки на поверхность Луны будет зависеть от массово-габаритных параметров самого аппарата, запасов топлива, а также от непосредственно выбранной области посадки аппарата.

КОМПЛЕКС НАУЧНОЙ АППАРАТУРЫ

Для работы интерферометра на каждой индивидуальной станции необходимо иметь набор когерентных приемников, а также водородный стандарт частоты. В РФ имеется большой задел по созданию как наземных, так и бортовых высокостабильных водородных стандартов частоты [61].

Что касается приемников, если говорить о наблюдениях в космосе или на поверхности Луны, наибольшей чувствительностью на частотах до нескольких терагерц обладают приемники на основе сверхпроводниковых смесителей [62]. В частности, на частотах примерно до 1.3 ТГц лучшими являются смесители с туннельным переходом сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (СИС) [63], а на больших частотах – смесители на болометре с разогретыми электронами (Hot Electron Bolometer – НЕВ) [64].

СИС-смесители продемонстрировали рекордную чувствительность на наземных телескопах [65, 66], в аэростатных экспериментах [67], а также в бортовом космическом исполнении [62]. Шумовая температура СИС-приемников всего в несколько раз превышает квантовый предел, составляя в двухполосном режиме менее 100 К на частоте около 600 ГГц и достигая 1000 К на частоте около 1.2 ТГц. Однако шумовая температура резко увеличивается при частотах гетеродина выше частоты щели для используемого сверхпроводника (0.7 ТГц для Nb и около 1.4 ТГц для NbTiN). Ширина полосы выходного сигнала СИС-смесителей, влияющая на допустимую полосу принимаемого интерферометром сигнала, без труда достигает 8 ГГц (SEPIA) [68] и может составлять 16 ГГц [69, 70].

На частотах выше 1.3 ТГц НЕВ-смеситель имеет наименьшую шумовую температуру, при этом требуя малого уровня мощности генератора гетеродина. Так, шумовая температура, измеренная в двухполосном режиме, достигла для нитридниобиевых (NbN) квазиоптических НЕВ-смесителей 650 К и на частоте 2.52 ТГц при шумовой полосе более 7 ГГц [71]. Столь высокая

Таблица 2

Частота, ГГц	Технология приемника	Шумовая температура приемника, К
50	HEMT	20
100	HEMT	40
230	СИС	50
345	СИС	70

чувствительность НЕВ-смесителей в ТГц-диапазоне обеспечила их применение на телескопе, установленном на борту самолета, проект *SOFIA*, проводившем астрономические наблюдения в диапазоне от 1 до 5 ТГц [72, 73]. Для лучшего пикселя в бортовом матричном приемнике на 1.9 ТГц шумовая температура достигала 600 К. В космической обсерватории *Herschel* канал 1.4–1.9 ТГц также был основан на НЕВ-смесителях [62]. Опорные генераторы для приемников на НЕВ-смесителях можно изготавливать как на основе цепочек умножителей [62], так и на основе синхронизированных по фазе квантовых каскадных лазеров [74]. Оба подхода дают возможность синхронизировать отдельные станции интерферометра.

Возможность изготовления НЕВ- и СИС-смесителей продемонстрирована в отечественных разработках [71, 75, 76], что позволит использовать эти технологии для лунного телескопа.

Следует отметить, что для работы НЕВ- и СИС-смесителей требуется охлаждение до 4 К, а для HEMT-усилителя (HEMT – High Electron Mobility Transistor) достаточно температуры около 20 К. При более высокой температуре (от 100 до 300 К) возможно использование приемников на основе смесителей на диодах Шоттки. Это позволяет отказаться от криогенной температуры, однако чувствительность таких приборов уступает сверхпроводниковым НЕВ- и СИС-смесителям примерно на порядок.

Если говорить о наземных наблюдениях, то гетеродинные приемники необходимы для работы предлагаемого интерферометра, в том числе в РСДБ-наблюдениях. Наиболее чувствительные приемники в субТГц-диапазоне частот (около 100–1000 ГГц), успешно используемые ведущими мировыми обсерваториями, такими как *ALMA*, *NOEMA*, *APEX* [77], основаны на смесителях с туннельным переходом СИС. Эта технология позволяет достигать рекордно низкой двухполосной шумовой температуры, а именно уровня 2–4 квантовых пределов, hf/k (h – постоянная Планка; f – частота; k – постоянная Больцмана). Приемники для частот до 120 ГГц конструируют с использованием прямых НЕМТ-усилителей [78].

ируют с использованием прямых НЕМТ-усилителей [78].

Для оценки чувствительности антенн с криогенными приемниками можно пользоваться уровнями шумовой температуры, приведенными в табл. 2. Представленные уровни однополосных шумовых температур соответствуют лучшим мировым результатам.

Приемники предполагается разрабатывать и создавать на базе отечественных наработок [79]. Ширина полосы промежуточной частоты предполагается не менее 8 ГГц. Приведенные приемники будут иметь либо круговой, либо линейный разделитель поляризаций для их независимого детектирования.

На входе приемников планируется создать оптическую схему, разделяющую частотные диапазоны для возможности проведения одновременного измерения разными каналами. Это позволит осуществить в дальнейшем многочастотный синтез изображения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Субтерагерцовый диапазон на текущий момент представляет наибольший интерес у астрономов во всем мире и затрагивает важнейшие проблемы современной астрофизики, связанные с исследованием ранней Вселенной и ее эволюции, звездообразованием, поиском сложных химических соединений и следов жизни за пределами Земли, исследованием компактных сверхмассивных объектов. Ожидается, что интерес к этой области электромагнитного спектра будет только расти, вследствие чего создание инструментов и проведение наблюдений в субтерагерцовом диапазоне будут актуальными в ближайшие несколько десятилетий.

В работе предложена концепция создания субтерагерцовых инструментов в виде универсальной компактной антенной решетке.

Изготовление и размещение такого инструмента на территории России станет отправной точкой для создания новых и отработки уже

существующих технологий. Появится существенный задел для новых космических средств субтерагерцовой астрономии, рассмотренных в настоящей работе, — космического интерферометра и лунной антенной решетки. Более того, такие антенные решетки станут наземным плечом для режима РСДБ обсерватории «Миллиметрон». Таким образом, предлагаемые концепции развития наземных и космических средств субтерагерцовой астрономии позволят приблизиться к решению практически всех ключевых научных задач для этого диапазона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Catalano A., Adam R., Ade P.A.R. et al.* The NIKA2 Instrument at 30-m IRAM Telescope: Performance and Results // *J. Low Temperature Physics*. 2018. V. 193. Iss. 5–6. P. 916–922. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac61df>
2. *Pilbratt G., Griffin M., Barthel P. et al.* The Herschel Space Observatory development, operation and post-operations: lessons learned // *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. 2020. V. 11443. Art. ID 1144309. <https://doi.org/10.1117/12.2561116>
3. *Diaz-Garcia S., Lisenfeld U., Perez I. et al.* Molecular gas and star formation within 12 strong galactic bars observed with IRAM-30 m // *Astronomy and Astrophysics*. 2021. V. 654. Art. ID A135. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140674>
4. *Franceschi R., Birnstiel T., Henning T. et al.* Mass determination of protoplanetary disks from dust evolution // *Astronomy and Astrophysics*. 2022. V. 657. Art. ID A74. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141705>
5. *Chen C.-C., Liao C.-L., Smail I. et al.* An ALMA Spectroscopic Survey of the Brightest Submillimeter Galaxies in the SCUBA-2-COSMOS Field (AS2CO-SPEC): Survey Description and First Results // *Astrophysical J.* 2022. V. 929. Iss. 2. Art. ID 159. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac61df>
6. *Trinca A., Schneider R., Maiolino R. et al.* Seeking the growth of the first black hole seeds with JWST // *arXiv e-prints*. 2022. arXiv:2211.01389.
7. *Akiyama K., Alberdi A., Alef W. et al.* Event Horizon Telescope Collaboration First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole // *Astrophysical J. Letters*. 2019. V. 875. Iss. 1. Art. ID L1. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab0ec7>
8. Event Horizon Telescope Collaboration et al. First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole in the Center of the Milky Way // *Astrophysical J. Letters*. 2022. V. 930. Iss. 2. Art. ID L12. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac6674>
9. *Hong X., Shen Z., An T. et al.* The Chinese space Millimeter-wavelength VLBI array-A step toward imaging the most compact astronomical objects // *Acta Astronautica*. 2014. V. 102. P. 217–225. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2014.05.026>
10. *Palumbo D., Johnson M., Doeleman S. et al.* Next-generation Event Horizon Telescope developments: new stations for enhanced imaging // *American Astronomical Society Meeting Abstracts*. 2018. V. 231. Art. ID 347.21.
11. *Kudriashov V., Martin-Neira M., Barat I. et al.* System Design for the Event Horizon Imaging Experiment Using the PECMEO Concept // *Chinese J. Space Science*. 2019. V. 39. Iss. 2. Art. ID 250. <https://doi.org/10.11728/cjss2019.02.250>
12. *Raymond A.W., Palumbo D., Paine S.N. et al.* Evaluation of New Submillimeter VLBI Sites for the Event Horizon Telescope // *Astrophysical J. Supplement*. 2021. V. 253. Iss. 1. <https://doi.org/10.3847/1538-3881/abc3c3>
13. *Gurvits L.I., Paragi Z., Casasola V. et al.* THEZA: TeraHertz Exploration and Zooming-in for Astrophysics // *Experimental Astronomy*. 2021. V. 51. Iss. 3. P. 559–594. <https://doi.org/10.1007/s10686-021-09714-y>
14. *Gurvits L.I., Paragi Z., Amils R.I. et al.* The science case and challenges of space-borne sub-millimeter interferometry // *Acta Astronautica*. 2022. V. 196. P. 314–333. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2022.04.020>
15. *Kardashev N.S., Novikov I.D., Lukash V.N. et al.* Review of scientific topics for the Millimetron space observatory // *Physics Uspekhi*. 2014. V. 57. Iss. 12. P. 1199–1228. <https://doi.org/10.3367/UFNe.0184.201412c.1319>
16. *Novikov I.D., Likhachev S.F., Shchekin Yu.A. et al.* Objectives of the Millimetron Space Observatory science program and technical capabilities of its realization // *Physics Uspekhi*. 2021. V. 64. Iss. 4. P. 386–419. <https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.12.038898>
17. *Artemenko Yu.N., Balega Yu. Yu., Baryshev A.M. et al.* New stage of the Suffa submm observatory in Uzbekistan project // *Proc. ISSTT 2019–30th Intern. Symp. Space Terahertz Technology*. 2019. P. 196–201.
18. *Bubnov G., Vdovin V., Khaikin V. et al.* Analysis of variations in factors of specific absorption of subterahertz waves in the Earth's atmosphere // *7th All-Russian Microwave Conf. (RMC)*. 2020. P. 229–232. <https://doi.org/10.1109/RMC50626.2020.9312314>
19. *Balega Yu., Bubnov G., Glyavin M. et al.* Atmospheric Propagation Studies and Development of New Instrumentation for Astronomy, Radar, and Telecommunication Applications in the Subterahertz Frequency Range // *Applied Sciences*. 2022. V. 12. Iss. 11. Art. ID 5670. <https://doi.org/10.3390/app12115670>
20. *Abramovici A., Althouse W.E., Drever R.W.P. et al.* LIGO: The Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory // *Science*. 1992. V. 256. Iss. 5055. P. 325–333. <https://doi.org/10.1126/science.256.5055.325>

21. Caron B., Dominjon A., Drezen C. et al. The Virgo interferometer // *Classical and Quantum Gravity*. 1997. V. 14. Iss. 6. P. 1461–1469. <https://doi.org/10.1088/0264-9381/14/6/011>
22. Danzmann K. and LISA Study Team. LISA – an ESA cornerstone mission for a gravitational wave observatory // *Classical and Quantum Gravity*. 1997. V. 14. Iss. 6. P. 1399–1404. <https://doi.org/10.1088/0264-9381/14/6/002>
23. Akiyama K., Alberdi A., Alef W. et al. First M87 Event Horizon Telescope Results. II. Array and Instrumentation // *Astrophysical J. Letters*. 2019. V. 875. Iss. 1. Art. ID L2. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab0c96>
24. Andrianov A., Chernov S., Girin I. et al. Flares and their echoes can help distinguish photon rings from black holes with space-Earth very long baseline interferometry // *Phys. Rev. D*. 2022. V. 105. Iss. 6. Art. ID 063015. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.063015>
25. Tiede P., Johnson M.D., Pesce D.W. et al. Measuring Photon Rings with the ngEHT // *arXiv e-prints*. 2022. arXiv:2210.13498.
26. Mortlock D.J., Warren S.J., Venemans B.P. et al. A luminous quasar at a redshift of $z=7.085$ // *Nature*. 2011. V. 474. Iss. 7353. P. 616–619. <https://doi.org/10.1038/nature10159>
27. Banados E., Venemans B.P., Mazzucchelli C. et al. An 800-million-solar-mass black hole in a significantly neutral Universe at a redshift of 7.5 // *Nature*. 2018. V. 553. Iss. 7689. P. 473–476. <https://doi.org/10.1038/nature25180>
28. Volonteri M. The Formation and Evolution of Massive Black Holes // *Science*. 2012. V. 337. Iss. 6094. Art. ID 544. <https://doi.org/10.1126/science.1220843>
29. Tal A., Priyamvada N. Rapid growth of seed black holes in the early universe by supra-exponential accretion // *Science*. 2014. V. 345. Iss. 6202. P. 1330–1333. <https://doi.org/10.1126/science.1251053>
30. Woods T.E., Agarwal B., Bromm V. et al. Titans of the early Universe: The Prato statement on the origin of the first supermassive black holes // *Publ. Astronomical Society of Australia*. 2019. V. 36. Art. ID e027. <https://doi.org/10.1017/pasa.2019.14>
31. Hickox R.C., Alexander D.M. Obscured Active Galactic Nuclei // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. 2018. V. 56. P. 625–671. <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081817-051803>
32. Spinoglio L., Alonso-Herrero A., Armus L. et al. Galaxy Evolution Studies with the SPace IR Telescope for Cosmology and Astrophysics (SPICA): The Power of IR Spectroscopy // *Publications of the Astronomical Society of Australia*. 2017. V. 34. Art. ID e057. <https://doi.org/10.1017/pasa.2017.48>
33. Humphreys E. M. L., Vlemmings W. H. T., Impellizzeri C. M. V. et al. Detection of 183 GHz H₂O megamaser emission towards NGC4945 // *Astronomy and Astrophysics*. 2016. V. 592. Art. ID L13. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629168>
34. Hagiwara Y., Horiuchi S., Doi A. et al. A Search for Submillimeter H₂O Masers in Active Galaxies: The Detection of 321 GHz H₂O Maser Emission in NGC4945 // *Astrophysical J.* 2016. V. 827. Iss. 1. Art. ID 69. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/827/1/69>
35. Researchers Use NRAO Telescope to Study Formation of Chemical Precursors to Life // *National Radio Astronomy Observatory Press Release*. August 2006. <https://www.nrao.edu/pr/2006/gbtmolecules>.
36. McGuire B.A., Loomis R.A., Burkhardt A.M. et al. Detection of two interstellar polycyclic aromatic hydrocarbons via spectral matched filtering // *Science*. 2021. V. 371. Iss. 6535. P. 1265–1269. <https://doi.org/10.1126/science.abb7535>
37. Plavin A.V., Kovalev Y.Y., Kovalev Yu.A. et al. Directional Association of TeV to PeV Astrophysical Neutrinos with Radio Blazars // *Astrophysical J.* 2021. V. 908. Iss. 2. Art. ID 157. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/abceb8>
38. Abbott B.P., Abbott R., Abbott T.D. et al. Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB170817A // *Astrophysical J. Letters*. 2017. V. 848. Iss. 2. Art. ID L13. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa920c>
39. Cogdell J.R., McCue J.J.G., Kalachev P.D. et al. High-resolution millimeter reflector antennas // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 1970. V. 18. P. 515–529. <https://doi.org/10.1109/TAP.1970.1139725>
40. Антюфеев А. В., Зубрин С. Ю., Мышенко В. В. и др. Исследование параметров антенны РТ-22 КрАО на длине волны 3.42 мм // *Радиофизика и радиоастрономия*. 2009. Т. 14. № 4. С. 345–352.
41. Balega Yu. Yu., Bataev D.K., Bubnov G.M. et al. Direct Measurements of Atmospheric Absorption of Subterahertz Waves in the Northern Caucasus // *Physics-Doklady*. 2022. V. 67. Iss. 1. P. 1–4. <https://doi.org/10.1134/S1028335822010013>
42. Liebe H.J., Rosenkranz P.W., Hufford G.A. Atmospheric 60-GHz oxygen spectrum – New laboratory measurements and line parameters // *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 1992. V. 48. Iss. 5–6. P. 629–643. [https://doi.org/10.1016/0022-4073\(92\)90127-P](https://doi.org/10.1016/0022-4073(92)90127-P)
43. Paiella A., Ade P.A.R., Battistelli E.S. et al. In-Flight Performance of the LEKIDs of the OLIMPO Experiment // *J. Low Temperature Physics*. 2020. V. 199. Iss. 1–2. P. 491–501. <https://doi.org/10.1007/s10909-020-02372-y>
44. Rioja M.J., Dodson R., Asaki Y. The Transformational Power of Frequency Phase Transfer Methods for ngEHT // *Galaxies*. 2023. V. 11. Iss. 1. Art. ID. 16. <https://doi.org/10.3390/galaxies11010016>
45. Mimoun D., Wiczorek M.A., Alkalai L. et al. Farside explorer: unique science from a mission to the far-

- side of the Moon // *Experimental Astronomy*. 2012. V. 33. Iss. 2–3. P. 529–585. <https://doi.org/10.1007/s10686-011-9252-3>
46. Zarka P., Bougeret J.-L., Briand C. et al. Planetary and exoplanetary low frequency radio observations from the Moon // *Planetary and Space Science*. 2012. V. 74. Iss. 1. P. 156–166. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2012.08.004>
47. Sachkov M., Shugarov A., Schmagin V. et al. The concept of lunar-based astrophysical telescope for International Lunar Research Station (ILRS) // *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. 2022. V. 12181. Art. ID. 121812V. <https://doi.org/10.1117/12.2629619>
48. Jester S., Falcke H. Science with a lunar low-frequency array: From the dark ages of the Universe to nearby exoplanets // *New Astronomy Reviews*. 2009. V. 53. Iss. 1–3. P. 1–26. <https://doi.org/10.1016/j.newar.2009.02.001>
49. Lazio J., Carilli C., Hewitt J. et al. The lunar radio array (LRA) // *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. UV/ Optical/IR Space Telescopes: Innovative Technologies and Concepts IV*. 2009. V. 7436. Art ID. 74360I. <https://doi.org/10.1117/12.827955>
50. Wolt M.K., Aminaei A., Zarka P. et al. Radio astronomy with the European Lunar Lander: Opening up the last unexplored frequency regime // *Planetary and Space Science*. 2012. V. 74. Iss. 1. P. 167–178. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2012.09.004>
51. Гафаров А. А., Долгуничев К. Д. Обеспечение радиационной безопасности космических радиоизотопных генераторов // *Вестник НПО им. С.А. Лавочкина*. 2016. Т. 32. № 2. С. 78–84.
52. Martin-Neira M., Li W., Andres-Beivide A. et al. “Cookie”: A Satellite Concept for GNSS Remote Sensing Constellations // *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*. 2016. V. 9. Iss. 10. P. 4593–4610. <https://doi.org/10.1109/JSTARS.2016.2585620>
53. Kudriashov V., Falcke H., Gurvits L. et al. System design progress in the event horizon imaging using the concept of space-to-space VLBI from medium earth orbits // *Proc. 42nd COSPAR Scientific Assembly*. 2018. V. 42. Art. ID. E1.8–17–18
54. Kudriashov V., Martin-Neira M., Barat I. et al. System Design for the Event Horizon Imaging Experiment Using the PECMEO Concept // *Chinese J. Space Science*. 2019. V. 39. Iss. 2. P. 250–266. <https://doi.org/10.11728/cjss2019.02.250>
55. Roelofs F., Falcke H., Brinkerink C. et al. Simulations of imaging the event horizon of Sagittarius A* from space // *Astronomy and Astrophysics*. 2019. V. 625. Art. ID. A124. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732423>
56. Kudriashov V., Martin-Neira M., Roelofs F. Event Horizon Imager (EHI) mission concept utilizing medium Earth orbit sub-mm interferometry // *Chinese J. Space Science*. 2021. V. 41. Iss. 2. P. 211–233. <https://doi.org/10.11728/cjss2021.02.211>
57. Gurvits L.I., Paragi Z., Casasola V. et al. THEZA: TeraHertz Exploration and Zooming-in for Astrophysics // *Experimental Astronomy*. 2021. V.51. Iss. 3. P. 559–594. <https://doi.org/10.1007/s10686-021-09714-y>
58. Likhachev S.F., Rudnitskiy A.G., Shchurov M.A. et al. High-resolution imaging of a black hole shadow with Millimetron orbit around Lagrange point L2 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2022. V. 511. P. 668–682. <https://doi.org/10.1093/mnras/stac079>
59. Golubev E.S., Kotsur E.K., Arkhipov M. Yu. et al. Primary mirror panels of the Millimetron Space Observatory // *Proc. SPIE. Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation IV*. 2020. V. 11451. Art ID. 114510K. <https://doi.org/10.1117/12.2562838>
60. Yusov A.V., Kozlov S.A., Ustinova E.A. et al. Testing high-precision electromechanical actuators used for adjustment of deployable antennas of astronomy space missions // *Cryogenics*. 2021. V. 118. Art. ID. 103346. <https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2021.103346>
61. Демидов Н.А., Беляев А.А., Поляков В.А. и др. Бортовой водородный стандарт частоты для космической обсерватории «Миллиметрон» // *Измерительная техника*. 2018. Т. 8. С. 36–39. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it-2018-8-36-39>
62. de Graauw T., Helmich F.P., Phillips T.G. et al. The Herschel-Heterodyne Instrument for the Far-Infrared (HIFI) // *Astronomy and Astrophysics*. 2010. V. 518. Art. ID. L6. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014698>
63. Tucker J.R., Feldman M.J. Quantum detection at millimeter wavelengths // *Reviews Modern Physics*. 1985. V. 57. Iss. 4. P. 1055–1113. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.57.1055>
64. Goltsman G.N., Semenov A.D., Gousev Y.P. et al. Sensitive picosecond NbN detector for radiation from millimeter wavelengths to visible light // *Superconductor Science and Technology*. 1991. V. 4. Iss. 9. Art. ID. 453. <https://doi.org/10.1088/0953-2048/4/9/020>
65. Wootten A., Thompson R.A. The Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array // *Proceedings of the IEEE*. 2009. V. 97. Iss. 8. P. 1463–1471. <https://doi.org/10.1109/JPROC.2009.2020572>
66. Chenu J.-Y., Navarrini A., Bortolotti Y. et al. The Front-End of the NOEMA Interferometer // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2016. V. 6. Iss. 2. P. 223–237. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2016.2525762>
67. de Lange G., Birk M., Boersma D. et al. Development and characterization of the superconducting in-

- tegrated receiver channel of the TELIS atmospheric sounder // *Superconductor Science and Technology*. 2010. V. 23. Iss. 4. Art. ID. 045016. <https://doi.org/10.1088/0953-2048/23/4/045016>
68. *Hesper R., Khudchenko A., Baryshev A.M. et al.* A High-Performance 650-GHz Sideband-Separating Mixer—Design and Results // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2017. V. 7. Iss. 6. P. 686–693. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2017.2758270>
 69. *Kojima T., Kroug M., Uemizu K. et al.* Performance and Characterization of a Wide IF SIS-Mixer-Preamplifier Module Employing High-J c SIS Junctions // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2017. V. 7. Iss. 6. P. 694–703. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2017.2758260>
 70. *Baryshev A.M., Hesper R., Mena F.P. et al.* The ALMA Band 9 receiver. Design, construction, characterization, and first light // *Astronomy & Astrophysics*. 2015. V. 577. Art. ID. A129. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425529>
 71. *Tretyakov I., Ryabchun S., Finkel M. et al.* Low noise and wide bandwidth of NbN hot-electron bolometer mixers // *Applied Physics Letters*. 2011. V. 98. Iss. 3. Art. ID. 033507. <https://doi.org/10.1063/1.3544050>
 72. *Putz P., Honingh C.E., Jacobs K. et al.* Terahertz hot electron bolometer waveguide mixers for GREAT // *Astronomy & Astrophysics*. 2012. V. 542. Art. ID. L2. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201218916>
 73. *Risacher C., Güsten R., Stutzki J. et al.* First Supra-THz Heterodyne Array Receivers for Astronomy with the SOFIA Observatory // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2016. V. 6. Iss. 2. P. 199–211. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2015.2508005>
 74. *Khudchenko A., Pavelev D.G., Vaks V.L. et al.* Overview of Techniques for THz QCL phase-locking // *European Physical J. Web of Conferences*. 2018. V. 195. Art. ID. 04003. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201819504003>
 75. *Koshelets V.P., Shitov S.V., Ermakov A.B. et al.* Superconducting integrated receiver for TELIS // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. 2005. V. 15. Iss. 2. P. 960–963. <https://doi.org/10.1109/TASC.2005.850138>
 76. *Khudchenko A., Baryshev A.M., Rudakov K.I. et al.* High-Gap Nb-AlN-NbN SIS Junctions for Frequency Band 790–950 GHz // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2016. V. 6. Iss. 1. P. 127–132. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2015.2504783>
 77. *Gusten R., Booth R.S., Cesarsky C. et al.* APEX: the Atacama Pathfinder Experiment // *Ground-based and Airborne Telescopes*. 2006. V. 6267. Art. ID. 626714. <https://doi.org/10.1117/12.670798>
 78. *Yagoubov P., Mroczkowski T., Belitsky V. et al.* Wideband 67–116 GHz receiver development for ALMA Band 2 // *Astronomy & Astrophysics*. 2020. V. 634. Art. ID. A46. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936777>
 79. *Rudakov K.I., Khudchenko A.V., Filippenko L.V. et al.* THz Range Low-Noise SIS Receivers for Space and Ground-Based Radio Astronomy // *Applied Sciences*. 2021. V. 11. Iss. 21. <https://doi.org/10.3390/app112110087>