

СОДЕРЖАНИЕ

Том 60, номер 3, 2022

Каталоги солнечных протонных событий как инструмент изучения космической погоды <i>Н. А. Власова, Ю. И. Логачев, Г. А. Базилевская, Е. А. Гинзбург, Е. И. Дайбог, В. Н. Ишков, В. В. Калегаев, Л. Л. Лазутин, М. Д. Нгуен, Г. М. Сурова, О. С. Яковчук</i>	181
Методики расчета влияния электродинамического поля в ионосфере на космический аппарат <i>Н. И. Сидняев</i>	196
Долгопериодические вариации нейтронной компоненты радиационного фона в окрестности <i>Международной космической станции</i> по данным космического эксперимента “БТН-Нейтрон” <i>М. Л. Литвак, И. Г. Митрофанов, Д. В. Головин, А. Пеков, М. И. Мокроусов, А. Б. Санин, В. И. Третьяков, Ц. П. Дачев, Й. В. Семкова</i>	206
Определение параметров модели гравитационного поля астероида с помощью группы малых аппаратов <i>М. Ю. Воронина, М. Г. Ширококов</i>	218
Методика оценивания робастности автономной системы навигации космического аппарата на основе теории планирования эксперимента <i>А. Д. Голяков, И. В. Фоминов</i>	227
Анализ траекторий выведения космического аппарата на высокие круговые орбиты искусственного спутника Луны <i>Е. С. Гордиенко, В. В. Ивашкин, А. В. Симонов, П. Е. Розин</i>	235
Стабилизация относительного равновесия спутника при помощи магнитных моментов с учетом аэродинамических сил <i>В. М. Морозов, В. И. Каленова</i>	246
КМ-10 – электроракетный двигатель холловского типа: состояние разработки и перспективы применения <i>Н. И. Архангельский, Д. А. Кравченко, А. С. Ловцов, Е. А. Музыкаченко, И. С. Оглоблина, А. А. Сеницын, А. С. Шашков</i>	254
Поправка	266

УДК 524.1-52:523.9

КАТАЛОГИ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ КАК ИНСТРУМЕНТ ИЗУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ

© 2022 г. Н. А. Власова^{1, *}, Ю. И. Логачев¹, Г. А. Базилевская², Е. А. Гинзбург³, Е. И. Дайбог¹,
В. Н. Ишков^{4, 5}, В. В. Калегаев¹, Л. Л. Лазутин¹, М. Д. Нгуен¹, Г. М. Сурова¹, О. С. Яковчук¹

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

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³Институт прикладной геофизики им. академика Е.К. Федорова, Москва, Россия

⁴Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Москва, Россия

⁵Геофизический центр РАН, Москва, Россия

*nav19iv@gmail.com

Поступила в редакцию 19.06.2021 г.

После доработки 18.08.2021 г.

Принята к публикации 25.08.2021 г.

Описаны отличительные особенности серии каталогов солнечных протонных событий (СПС) 20–24 циклов солнечной активности. Представлены результаты сравнительного анализа 23 и 24 циклов солнечной активности, выполненного по данным серии каталогов СПС. Обсуждаются возможности, которые предоставляют каталоги СПС для исследований факторов космической погоды, таких как: динамика солнечной активности, структура и состояние межпланетной среды и магнитосферы Земли.

DOI: 10.31857/S0023420622030098

ВВЕДЕНИЕ

Солнечное протонное событие (СПС) – одно из наиболее важных проявлений солнечной активности (СА). Потоки энергичных солнечных заряженных частиц не только сами создают радиационную угрозу экипажам и технике космических миссий, но и являются возможным предвестником геомагнитных бурь, инициируемых совокупным действием на магнитосферу Земли солнечного ветра и магнитного поля коронального выброса массы (КВМ). СПС – очень сложные, разнообразные, в настоящее время недостаточно изученные и плохо предсказуемые явления. На характеристики потоков частиц, регистрируемых в околоземном космическом пространстве, влияют физические процессы генерации частиц на Солнце и состояние межпланетной среды при распространении в ней частиц. Исследование проявлений солнечной активности и ее воздействий на межпланетное пространство потребовало систематизации данных о СПС, об их источниках и о сопутствующих явлениях. Возможность определить закономерности процессов, типичные и экстремальные характеристики явлений может предоставить только большой статистический материал, собираемый в каталогах СПС.

Первый каталог СПС был составлен для 19 цикла СА (1955–1969 гг.) под руководством известных специалистов по физике Солнца Z. Svestka и P. Simon международной исследовательской группой при участии и советских ученых в 1975 г. [1]. Большой массив данных представляет наибольший интерес для научных исследований при условии однородности информации в нем. Серия однотипных каталогов, охватывающих длительные временные интервалы, призвана решать эту проблему. Каталоги СПС последующих циклов СА были созданы и опубликованы в СССР и в России (часть 20 цикла – 1964–1975 гг. [2, 3], 21 цикл – 1975–1986 гг. [4, 5], 22 цикл – 1986–1996 гг. [6], 23 цикл – 1997–2008 гг. [7], 24 цикл – 2009–2019 гг. [8]). В этой серии каталогов СПС собрана информация не только о потоках солнечных протонов, но также об источниках протонов на Солнце; о явлениях, сопутствующих СПС в оптическом, рентгеновском и радиоизлучениях Солнца; о состоянии околоземного космического пространства. Каталоги СПС созданы на основе экспериментальных данных, полученных международным научным сообществом и представленных в мировой сети. Серия каталогов СПС размещена в Мировом центре данных по солнечно-земной физике [<http://www.wdcb.ru/stp/data/SPE/>]. Каталог СПС

23 цикла СА является единственным российским каталогом, размещенным в Национальной базе гелиогеофизических данных США в разделе “Космическая погода” [<https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/interplanetary-data/solar-proton-events/documentation/>].

В настоящее время существует ряд других каталогов СПС, в которых собрана информация о потоках протонов, в основном, с энергией более 10 МэВ. Известные нам каталоги СПС (например, [9–12]) преимущественно основаны на экспериментальных данных, полученных с одного или только двух КА, а также в ограниченных интервалах энергий и/или времени. Потоки солнечных энергичных частиц – один из основных факторов космической погоды, мониторинг которого осуществляется в центрах космической погоды. В NOAA Space Environment Services Center ведется учет всех СПС (Solar Proton Events Affecting the Earth Environment [<http://umbra.nascom.nasa.gov/SEP/>]), зарегистрированных на КА только одной серии *GOES*, начиная с 1976 г. Список СПС включает основные параметры СПС (дату, время начала и максимума, поток протонов с энергией >10 МэВ, координаты предполагаемого источника – солнечной вспышки и ее мощности: оптический и рентгеновский баллы вспышки). В каталог NOAA включены события, в которых поток частиц с энергией >10 МэВ не меньше 10 частиц/(см² с ср) = 10 rfu. Если на фазе спада потока протонов одного события, при этом поток еще превышает 10 rfu, происходит другое событие, то второе в каталог не включается.

Отдельные каталоги СПС созданы на основе данных нескольких энергетических каналов КА *SOHO*, *STEREO-A*, *STEREO-B*, *HELIOS-A*, *HELIOS-B* за время функционирования каждого из КА [<https://sepserver.eu/>]. Существуют каталоги СПС 23 и 24 циклов СА, созданные по данным двух дифференциальных каналов КА *WIND* и фактически одного канала КА *SOHO* [http://www.stil.bas.bg/SEPcatalog/homeind_new.html]. Преимуществами данных каталогов являются наличие информации о радиоизлучении в периоды СПС, а также возможность выбора событий по некоторым заданным параметрам. В работе [9] приведены информация о СПС с 1970 по 2002 г. и результаты статистического анализа этих событий. На основе протонных измерений на спутниках *GOES* и *IMP-8*, данных нейтронных мониторов и рентгеновских измерений *GOES* создана база данных с 1975 по 2003 г. (1144 протонных события с энергией >10 МэВ), объединяющая информацию о протонных возрастаниях у Земли и их возможных солнечных источниках [13]. На основе экспериментальных данных по регистрации солнечных энергичных частиц с энергией >55 МэВ на 1 а.е. космическими аппаратами *SOHO*, *ACE*, *STEREO-A* и *STEREO-B*, находящимися в широ-

ком диапазоне гелиодолгот (>45°), создан каталог СПС в 2009–2016 гг. [14].

Особую группу представляют самые мощные СПС, зарегистрированные сетью наземных нейтронных мониторов (Ground Level Enhancement, GLE). Возрастания темпа счета этих установок во время таких событий вызваны заряженными частицами с энергией выше геомагнитного и атмосферного порогов обрезания. В полярных районах на уровне моря нейтронные мониторы регистрируют вторичные частицы, в основном нейтроны, генерированные в атмосфере солнечными протонами с жесткостью выше 1 ГВ. Чувствительность современных нейтронных мониторов позволяет регистрировать потоки частиц выше ~0.05 (см² · с · ср)⁻¹. За всю историю наблюдений, с 1942 по 2017 г. было зарегистрировано 72 таких события. Информация о GLE-событиях собрана в каталоге [<http://gle.oulu.fi/#/>]. Можно видеть временной профиль события по данным всех наземных станций или некоторых выбранных.

Цель данной работы – описать достоинства серии каталогов СПС; по экспериментальным данным, собранным в этих каталогах, определить некоторые общие закономерности и особенности 23 и 24 циклов СА; показать возможности, которые предоставляют каталоги СПС для исследований космической погоды.

1. КАТАЛОГИ СПС 20–24 ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Серия каталогов СПС 20–24 циклов СА (в дальнейшем будем называть каталоги этой серии – просто каталоги СПС) [2–8] создана авторским коллективом научных сотрудников НИИЯФ МГУ, ФИАН, ИЗМИРАН и ИПГ. В серии каталогов СПС (вместе с первым каталогом Z. Svestka и P. Simon [1]) собрана информация практически за 6 полных 11-летних циклов солнечной активности. Самое основное достоинство этой серии в том, что каталоги СПС содержат многолетний однородный ряд экспериментальных данных – неоценимый научный материал для исследования различных физических процессов в космическом пространстве.

Серия каталогов СПС имеет ряд отличий по сравнению с существующими в настоящее время другими каталогами:

– В каталоги СПС включены все события, в которых максимальный поток протонов с энергией $E \geq 10$ МэВ не менее 1 rfu = 1 частица/(см² с ср), в отличие от других каталогов, в которых нижний порог по интенсивности потока частиц обычно составляет 10 rfu.

– Экспериментальные данные по потокам солнечных энергичных частиц представлены в широком энергетическом диапазоне: ~1–10⁴ МэВ.

– Рассматриваются все события, если наблюдается их тесная последовательность и существует возможность определения источника солнечных частиц в конкретном событии.

– Каталоги СПС создаются по экспериментальным данным всех доступных КА, регистрирующих потоки солнечных протонов в необходимом диапазоне энергий, как в межпланетной среде, так и на околоземных орбитах, а также по данным сети наземных нейтронных мониторов (табл. 1).

– В каталоги СПС включен ряд приложений, в которых содержится пояснительная информация: сведения о космических аппаратах и приборах, регистрирующих солнечные протоны; методика определения источников возрастаний потоков солнечных протонов; определение потоков и энергетического спектра релятивистских солнечных протонов по данным нейтронных мониторов; определение квазимаксимальной энергии солнечных протонов в событии; список обозначений и сокращений по явлениям и событиям, представленным в материалах каталога. Все перечисленные выше разделы каталогов СПС имеют варианты на русском и английском языках.

– Основная часть каталога состоит из совокупности разделов, каждый из которых содержит информацию о конкретном событии (разделы представлены только на английском языке). Раздел начинается с легенды события, в которой представлены: дата события; день года; полные данные об источниках события; информация о явлениях, которые могли повлиять на наблюдаемый поток солнечных протонов. Подробное описание легенды можно прочитать в приложении к каталогу СПС (см., например, [7]).

– Кроме легенды раздел, посвященный каждому СПС, содержит таблицы и графики. Графическое представление добавлено для быстрого и наглядного обзора события. На первом графике представлены временные профили не только потоков солнечных протонов, но и других параметров, характеризующих самые важные явления, связанные с рассматриваемым событием, но не включенных в основной материал каталога: рентгеновское излучение Солнца, определяющее уровень солнечной активности; поток солнечных электронов; скорость солнечного ветра и индукция магнитного поля – характеристики условий распространения протонов в межпланетной среде; *Dst*-вариация – индекс, свидетельствующий об уровне геомагнитной возмущенности и, в частности, о границах проникновения солнечных частиц в магнитосферу Земли. На рис. 1 представлен обзорный график СПС 7.I.2014, на примере которого можно видеть основные моменты, рассматриваемые в каталоге. Данное событие выбрано как типичное и в то же время наиболее показав-

тельное, охватывающее основные черты всех 100 рассмотренных событий 24 цикла. Все графики охватывают несколько больший временной интервал, чем сама длительность события, для понимания предыстории события на Солнце, в межпланетном пространстве и в магнитосфере Земли, а также ситуации после события. Затуманенная область на обзорном графике для каждого СПС указывает на само событие и его продолжительность. Можно видеть, что событию предшествовала солнечная активность, в результате которой наблюдались два возрастания солнечных протонов: 5.I и 6.I.2014. СПС 7.I.2014 рассматривается как отдельное событие несмотря на то, что началось на фазе спада СПС 6.I.2014. Спокойный, слегка убывающий по скорости солнечный ветер свидетельствует о практически невозмущенном пространстве, способствующем свободному распространению частиц. Можно видеть приход небольшой ударной волны к началу события. Как указано в легенде, событие наиболее вероятно ассоциируется с солнечной вспышкой X1.2/2N с гелиокоординатами S15W11, произошедшей 7.I.2014 в 18:04 UT в активной области AR11944. Интегральный поток мягкого рентгеновского излучения (1–8 Å) составил ~ 0.25 Дж/м². В каталоге приведены сведения о корональном выбросе массы (КВМ) 7.I.2014: время появления в поле зрения коронографа – 18:24 UT; скорость выброса – $V = 1830$ км/с; угловой размер (угловая ширина) КВМ вблизи Солнца – $\Delta\varphi = 360^\circ$; позиционный угол первого появления КВМ, обнаруженного коронографом *LASCO-SOHO*, – $dA = 231^\circ$. Начало возрастания потока солнечных протонов зафиксировано в ~ 18 UT (с точностью 1 ч). Максимальный поток протонов с энергией > 10 МэВ составил ~ 1000 (см² с ср)⁻¹. Для каждого события в каталоге СПС представлены временные профили потоков протонов по экспериментальным данным с максимально возможным количеством КА. Для СПС 7.I.2014 в каталоге можно видеть временные профили потоков протонов по данным КА *ACE*, *SOHO*, *Электро*, *GOES*, *Метеор*, *POES*.

– Для каждого СПС представлены энергетические спектры интегральных потоков солнечных протонов в максимуме (максимумах) события. Понятие энергетического спектра протонов в максимуме события было введено исторически, когда предполагались практически мгновенная инжекция солнечных частиц в межпланетное пространство и дальнейшее распространение их путем диффузии. В этом случае спектр в максимуме отражает спектр частиц, ускоренных на Солнце. Развитие представлений об ускорении и распространении солнечных частиц привело к сценариям, в которых рассматривается длительное и/или многократное ускорение и сложная картина распространения частиц в короне Солнца и в межпланетной среде с учетом геометрии

Таблица 1. Источники экспериментальных данных каталога СПС 24 цикла СА

Космические аппараты и наземные нейтронные мониторы	Орбита	Приборы	Интегральные энергетические каналы, ($E>$), МэВ	Дифференциальные энергетические каналы, МэВ	
<i>ACE</i>	Точка либрации L1, 1.5 млн км	SIS	10 30	–	
<i>SOHO</i>	Точка либрации L1, 1.5 млн км	LION		0.75–2 2–6	
		EPHIN	50	4–8 8–25 25–53	
<i>GOES</i>	Геостационарная орбита, ~36600 км	EPS	5	350–420	
			10	420–510	
			30	520–470	
			50		
			60		
			100		
<i>Электро</i>	Геостационарная орбита, ~36600 км	SCR-E		13.7–23 23–42 42–112	
			GALS-MP	600	–
				800	
1100					
<i>POES</i>	Полярная орбита, ~800 км	MEPED	6.9	0.24–0.8	
			16	0.8–2.5	
			36	2.5–6.9	
			70		
			140		
<i>POES</i> после 2015 г.				25 50 100	
<i>Метеор</i>	Полярная орбита, ~800 км	SCR-1		1–100 3–10	
			GALS-MP	15	–
		25			
		600 800 1100			
		<i>PAMELA</i> – научный аппарат	Квазиполярная эллиптическая орбита, наклонение 70°, ~350–610 км	TRACKER	–
Сеть нейтронных мониторов			500		

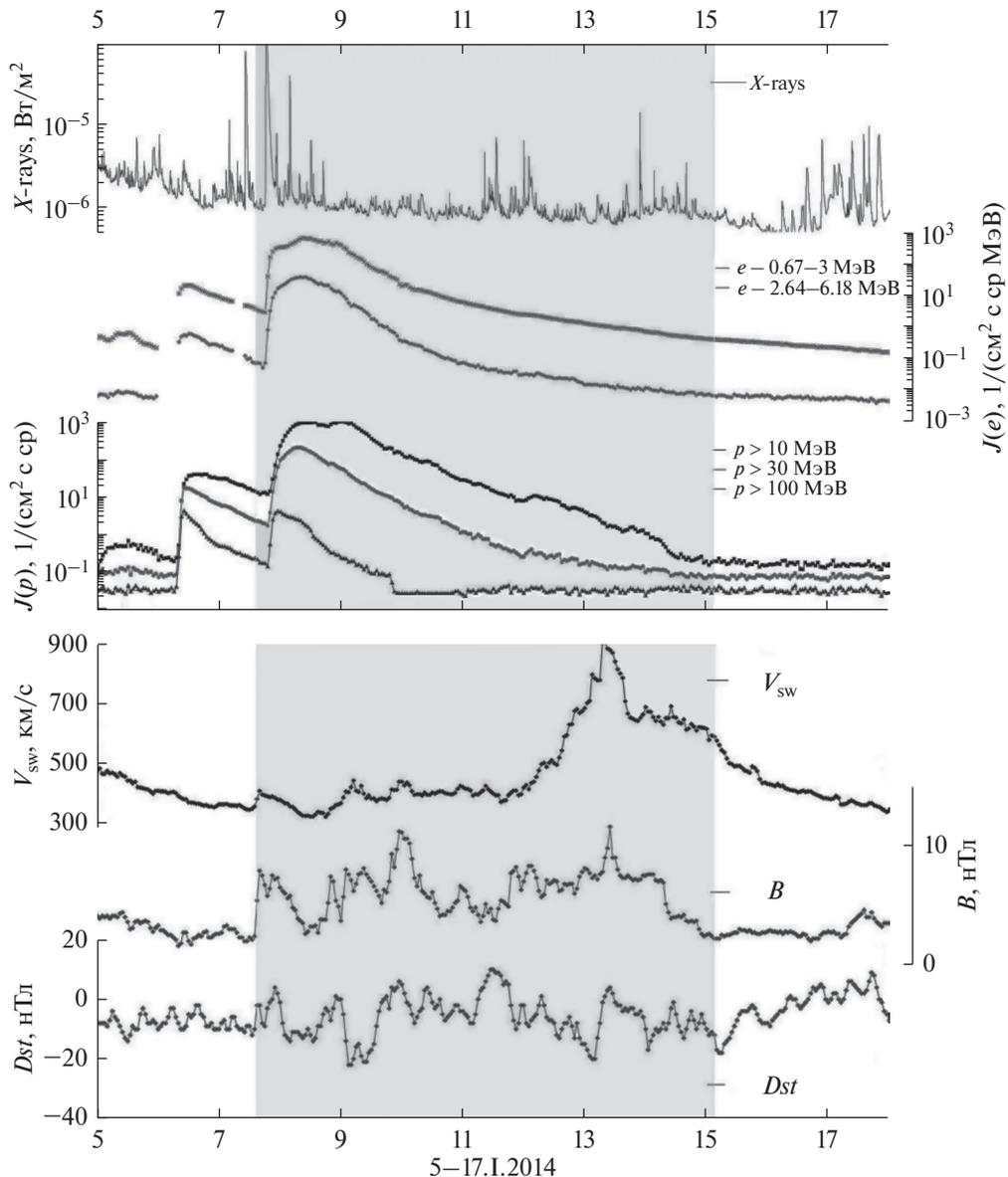


Рис. 1. Временные профили рентгеновского излучения Солнца по данным КА *GOES*; потоков солнечных электронов по данным КА *SOHO*; потоков солнечных протонов по данным КА *GOES*; скорости солнечного ветра (V_{sw}) и величины межпланетного магнитного поля (B) по данным КА *ACE* и *Dst*-вариации 5–17.1.2014.

магнитного поля. Принимаются во внимание диффузия, конвекция, адиабатическое охлаждение, а также (в последних работах) дрейф частиц. Безусловно, все эти факторы могут влиять на поток частиц в максимуме события и нередко приводят к наличию плоского максимума или двух-трех максимумов. Тем не менее, спектр в максимуме по-прежнему является одной из главных характеристик события, так как дает представление о первом, зачастую наиболее мощном, этапе энерговыделения на Солнце, а также, в случае нескольких максимумов, о наличии нескольких налагающихся по времени солнечных событиях. Определение этого индекса на протяжении всей

истории изучения СПС делает однородным ряд данных, характеризующих события. До настоящего времени нет полного понимания процессов, связанных с солнечными протонными событиями, и нет общепринятого параметра, которым можно было бы характеризовать мощность события. На рис. 2 для примера приведен энергетический спектр интегральных потоков солнечных протонов в максимуме одного из событий, приведенных в каталоге СПС, — 7.1.2014. Интегральные спектры строились по максимальным потокам протонов всех энергий, зарегистрированным в данном событии. Потоки протонов, регистрировавшиеся в ограниченных интервалах энергий,

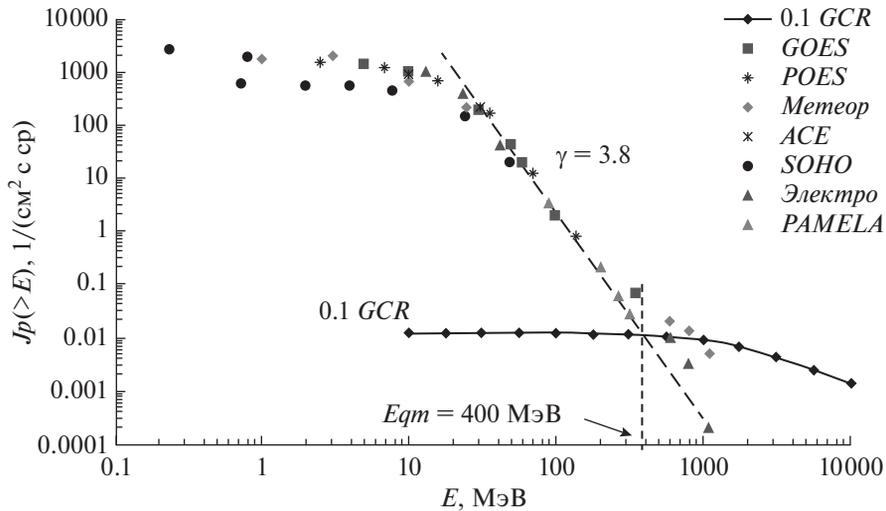


Рис. 2. Энергетический спектр интегральных потоков солнечных протонов в максимуме события 7.1.2014.

пересчитывались в интегральные. Если в событии выделено два-три максимума, то спектры строились для каждого максимума. Прямолинейный в логарифмическом масштабе участок спектра, в большинстве событий для $E \sim \geq 10\text{--}30$ МэВ, аппроксимирован степенной функцией по энергии — $J \sim E^{-\gamma}$. На рисунках спектров также представлены уменьшенные в 10 раз потоки галактических космических лучей (ГКЛ, GCR) для периода максимума СА по ГОСТ 25645.150-90. Для каждого события рассчитана величина квазикаксимальной энергии (E_{qm}), при которой наблюдается пересечение спектров солнечных протонов и 0.1 потока ГКЛ. Величина E_{qm} зависит от вида спектра в событии. Введенный параметр E_{qm} — это первое приближение к реальной максимальной энергии наблюдаемых потоков протонов в данном солнечном событии [15].

— В каталогах для каждого события приведены таблицы, содержащие экспериментальные данные по максимальным интегральным и дифференциальным потокам протонов, измеренных на всех имеющихся КА, во всех диапазонах энергий. Для 24 цикла перечень КА и диапазонов энергий представлен в табл. 1. Также каталоги СПС содержат таблицы с информацией об электромагнитных и других сопутствующих каждому событию явлениях (см., например, [7]).

— В раздел каждого события включен список публикаций, имеющих отношение к данному событию. Каталоги СПС включают в себя также общий список публикаций, в которых обсуждаются СПС данного цикла. К сожалению, список включает только публикации, вышедшие на момент завершения каталога. При создании списка публикаций были использованы ресурсы сайтов [https://ui.adsabs.harvard.edu/; https://scholar.google.

com/; http://europa.agu.org/?view=search; https://onlinelibrary.wiley.com/]. Используются ключевые слова: solar energetic particles + date; solar particle events + data.

— В серии каталогов СПС основная информация обо всех СПС в данном цикле представлена в сводной таблице. В таблице для каждого события содержатся характеристики потока частиц (дата, время начала и максимума, поток протонов с энергией >10 МэВ, показатель спектра, квазикаксимальная энергия) и характеристики источника частиц — солнечной вспышки и/или КВМ (время, класс вспышки — рентгеновский и оптический, координаты, активная область).

2. ЭЛЕКТРОННАЯ ФОРМА КАТАЛОГА СПС 24 ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

В отличие от предшествующих каталогов СПС данной серии, для 24 цикла СА разработана электронная интерактивная форма каталога. На сайте Центра данных оперативного космического мониторинга (ЦДОКМ) НИИЯФ МГУ [http://smdc.sinp.msu.ru] в разделе “Космическая погода” создана страница каталогов СПС 20–24 циклов СА [http://swx.sinp.msu.ru/apps/sep_events_cat/index.php?gcm=1&lang=ru]. Пользователи могут получить PDF-файлы каталогов СПС 20–24 циклов, а также общую таблицу и список публикаций по всем СПС 24 цикла СА.

В интерактивной форме каталога СПС 24 цикла СА представление данных осуществляется в объектно-ориентированном формате JSON и доступ к данным производится на основе протокола REST API, что удобно с точки зрения разработки программ для анализа и отображения данных. Преимущество такого подхода заключается в от-

сутствии специальных программ для построения и извлечения данных из текстовых файлов и их преобразования в требуемую структуру.

Для каждого события из полного списка СПС с 2010 по 2017 г. (в 2008–2009 гг. и в 2018–2019 гг. СПС не наблюдались) создана своя страница, которая содержит легенду события, обзорный график (см., например, рис. 1) и временные профили потоков протонов по данным КА *ACE*, расположенного в межпланетной среде в точке *L1*, ИСЗ *GOES* и *Электро* (геостационарная орбита) и ИСЗ *Метеор* (низковысотная полярная орбита). Для каждого СПС пользователь может посмотреть и получить с сайта файлы в *doc*-формате с таблицами и энергетическими спектрами интегральных потоков солнечных протонов в максимуме события и временные профили потоков протонов по данным КА *SOHO* и *POES*. Реализована возможность сортировки и выбора СПС по заданным пользователем параметрам: дата, интенсивность, гелиокоординаты источника (долгота и широта), класс солнечной вспышки (рентгеновский и оптический), активная область, определенные параметры КВМ, GLE-события, величина показателя энергетического степенного спектра, квазимаксимальная энергия события.

3. О НЕКОТОРЫХ СТАТИСТИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЯХ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ 23 И 24 ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Информация об основных характеристиках солнечных протонных событий, представленная в каталогах СПС, может быть использована для сравнительного исследования циклов СА. Анализ накопленных значений числа солнечных пятен, количества СПС с $J(E > 10 \text{ МэВ}) \geq 1 \text{ pfu}$, событий GLE, солнечных вспышек рентгеновского класса X и КВМ в 21–24 цикла СА показал, что наибольшие различия наблюдаются между 23 и 24 циклами [16]. 21 и 22 цикла СА относятся к эпохе повышенной солнечной активности, 23 цикл – к переходному периоду между эпохами, 24 цикл начинает эпоху пониженной солнечной активности [17]. Выберем для исследования 23 и 24 цикла СА. По числу солнечных пятен 24 цикл был примерно в 1.5 раза слабее 23 цикла (рис. 3, *Rz*: сглаженные числа солнечных пятен за месяц – толстая линия и реальные – тонкая). В 23 цикле в течение 10 лет (1997–2006 гг.) наблюдалось 146 СПС с $J(E > 10 \text{ МэВ}) \geq 1 \text{ pfu}$ среди них 16 событий GLE, в 24 цикле в течение 8 лет (2010–2017 гг.) – 100 событий среди них только 2 GLE (на рис. 3 и на последующих рисунках GLE-события нанесены треугольниками). В 23 цикле СА GLE наблюдались примерно равномерно в течение цикла, в 24 цикле одно GLE – в максимуме цикла, одно – на поздней фазе спада. Нельзя вы-

делить закономерность в распределении GLE в течение цикла и при анализе также 21 и 22 циклов [16]. В этой работе также показано, что в 21–23 циклах количество событий с $J(E > 10 \text{ МэВ})$ было примерно в ~9–12 раз больше, чем событий GLE, а в 24 цикле это соотношение составляло ~47. Сравнивая 23 и 24 цикла СА (рис. 3), можно видеть, что наиболее интенсивные СПС с $E > 10 \text{ МэВ}$ зарегистрированы в максимуме циклов и на фазах спада. В 23 цикле событий с $J(E > 10 \text{ МэВ}) > 10^2 \text{ pfu}$ было зарегистрировано мало, с $J(E > 10 \text{ МэВ}) \sim 10^4 \text{ pfu}$ не было. В GLE-событиях интенсивность потока солнечных протонов с $E > 10 \text{ МэВ}$ близка или превышает 10^2 pfu , также можно видеть небольшую тенденцию к ее увеличению с развитием циклов, но статистика слишком мала.

Одной из основных и важных для космической погоды характеристик СПС является энергетический спектр потоков протонов, который определяется, в основном, физическими процессами на Солнце, приводящими к ускорению заряженных частиц. Корональное распространение частиц, а также распространение в межпланетной среде могут оказать искажающее влияние на наблюдаемый около Земли спектр по сравнению со спектром генерации. На космическую погоду влияет именно наблюдаемый спектр солнечных протонов, который и оценивается в каталоге. Характер энергетического спектра определяет степень радиационного воздействия потоков солнечных частиц на космические аппараты и человека в космическом пространстве. Жизнь космонавтов и работоспособность космической техники напрямую зависят от величин потоков заряженных частиц, в частности, солнечных протонов, различных энергий (см., например, [18]).

Форма энергетического спектра солнечных протонов с различной степенью точности может быть описана несколькими способами. Например, в работе [19] было предложено описание спектра в виде экспоненциальной функции от жесткости. Анализ 145 СПС по данным КА *IMP-4,5* показал, что в диапазоне энергий 4–80 МэВ спектр может быть описан степенной функцией от энергии [20]. Также было отмечено, что спектры в области энергий 4–20 МэВ более жесткие, чем в области 20–80 МэВ. В настоящее время спектры солнечных протонов описываются и экспоненциальной, и степенной функциями, а также их комбинациями, как по энергии, так и по импульсу. В каталогах СПС 20–24 циклов СА прямолинейная часть интегрального спектра потоков протонов в максимуме (максимумах) события аппроксимируется степенной функцией по энергии с показателем γ (рис. 2). В данной статье используются показатели спектров потоков протонов только в первом максимуме события. Без притя-

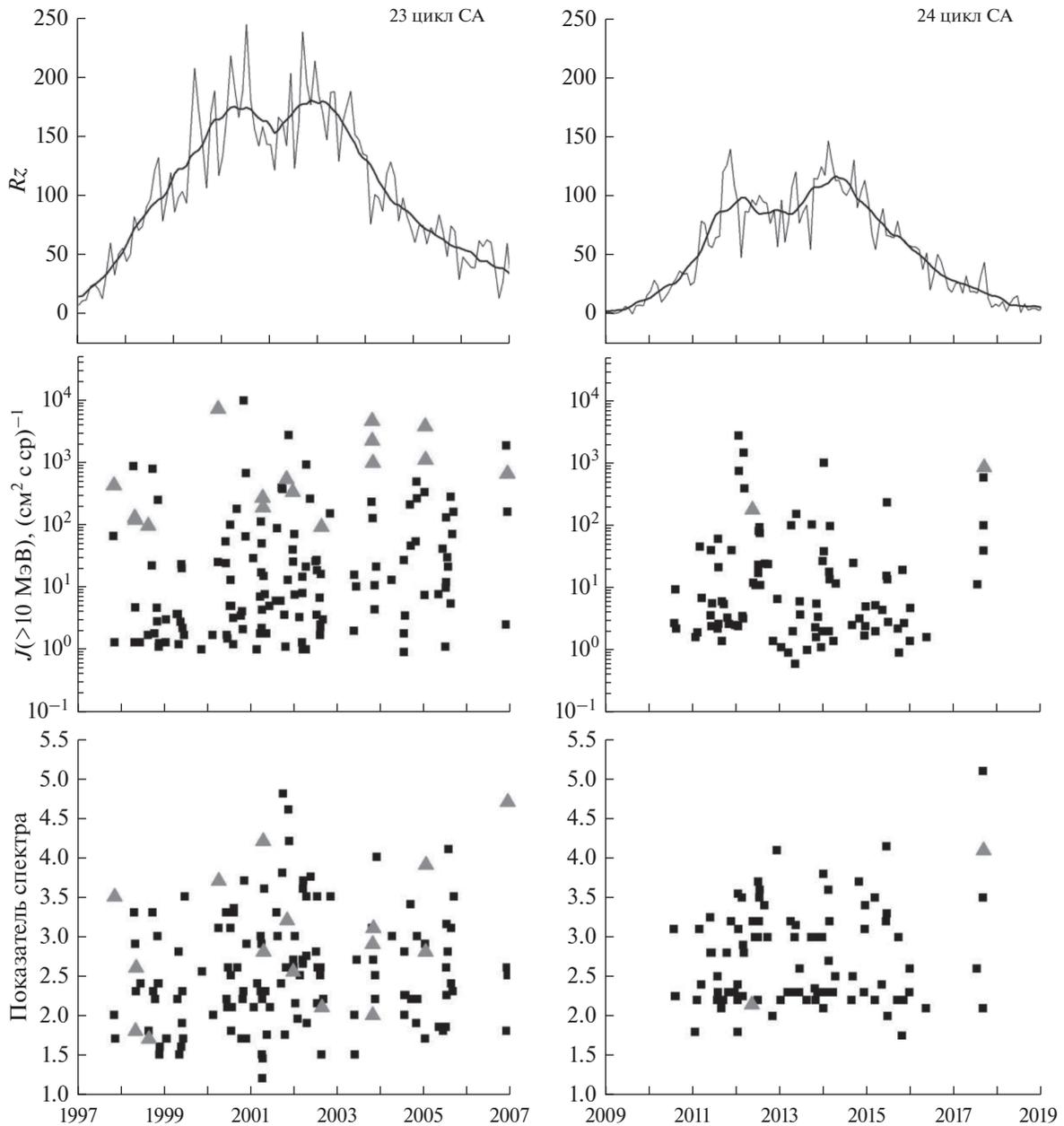


Рис. 3. Временные распределения числа солнечных пятен (Rz), интенсивностей (J) солнечных протонов с $E > 10$ МэВ и показателей энергетических спектров в 23 и 24 циклах СА (см. текст).

заний на точное описание полного спектра такая аппроксимация дает представление о характере события и о примерном соотношении максимальных потоков частиц в разных диапазонах энергий. При энергии $\sim 10\text{--}30$ МэВ в спектре солнечных протонов часто наблюдается излом, при этом в области малых энергий спектр становится более жестким (см., например, рис. 2). По данным каталогов СПС 23 и 24 циклов СА разброс величин показателей спектров достаточно широк и не зависит от фазы солнечного цикла (рис. 3). В 24 цикле СА только 3 события имеют показатель (γ) < 2 в диапазоне энергий примерно от 20 до

400 МэВ. Можно видеть, что при аппроксимации энергетического спектра солнечных протонов, принятой в каталогах СПС данной серии, величина показателя спектра GLE-событий также очень сильно варьирует. В работе [21] для GLE-событий проведена оценка спектра флюенсов протонов с энергией >30 и >200 МэВ. Показано, что мощные события имеют очень жесткий спектр. Аналогичный вывод для GLE-событий сделан в работе [22].

Распределение показателей спектров по шкале интенсивностей потоков протонов с $E > 10$ МэВ демонстрирует широкий разброс (рис. 4). Тем не

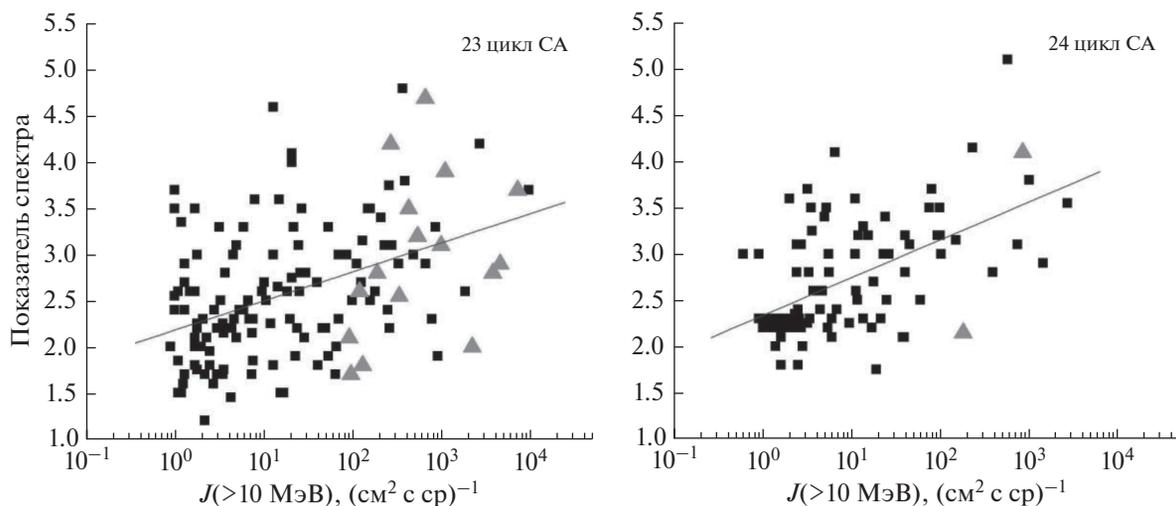


Рис. 4. Распределение показателей спектров по шкале интенсивностей (J) потоков солнечных протонов с $E > 10$ МэВ в 23 и 24 циклах СА.

менее, можно говорить о некотором смягчении спектра при увеличении мощности события. Но, несмотря на большой разброс величин показателей спектров (γ), вычисленные зависимости γ от $\lg(J)$ очень близки для 23 и 24 циклов СА: $\gamma = (2.2 \pm 0.1) + (0.31 \pm 0.06)\lg(J)$ и $\gamma = (2.33 \pm 0.08) + (0.41 \pm 0.06)\lg(J)$, соответственно (линии на рис. 4).

В 24 цикле СА события с большими потоками протонов с $E > 10$ МэВ ассоциируются с солнечными вспышками рентгеновского класса X, и можно видеть небольшую тенденцию к росту потока при увеличении мощности вспышки, в 23 цикле такой зависимости не обнаруживается (рис. 5). GLE-события преимущественно ассоциируются со вспышками класса X. Только одно GLE-событие в 23 цикле СА связано со вспышкой класса C (18.IV.2001). В Каталоге отмечено, что данная вспышка с большой вероятностью является источником наблюдаемых потоков протонов, но вспышка произошла на западном лимбе Солнца (гелиокоординаты вспышки – S20W90). Можно предположить, что существует неточность в привязке события 18.IV.2001 к данной солнечной вспышке либо в оценке ее мощности.

В 23 и 24 циклах СА разброс величин показателей спектров потоков солнечных протонов очень широк, и никакой зависимости от рентгеновского класса вспышки не обнаруживается.

Основными механизмами распространения солнечных протонов в межпланетной среде являются диффузия и дрейф в межпланетном магнитном поле, а также конвекция вместе с радикально расширяющимися потоками солнечного ветра. В 23 и 24 циклах СА в окрестности Земли зарегистрировано большее число событий, а также наиболее мощные события от солнечных источни-

ков, находившихся на западных гелиодолготах (рис. 6). Полученный результат свидетельствует в пользу преимущественного распространения солнечных протонов с $E > 10$ МэВ по межпланетному магнитному полю, по крайней мере, на фазе роста потока и в максимуме события. Приход, часто быстрый приход, к Земле солнечных частиц от источников на восточных гелиодолготах может быть интерпретирован в предположении сложной топологии межпланетного магнитного поля, существенно отличающейся от модели Паркера [23], или/и коронального распространения частиц (например, [24, 25]). Широкий гелиодолготный интервал распространения СПС также объясняют ускорением частиц на ударных волнах КВМ (например, [26]). Для распространения частиц по поверхности Солнца привлекают механизм взаимодействия с EUV волнами (например, [27]). Предполагается, что солнечные вспышки могут вызывать взрывные процессы в других активных областях, соединенных силовыми линиями крупномасштабных солнечных магнитных полей (например, [28]). Предлагаются механизмы коронального или уже в межпланетной среде переноса частиц поперек среднего магнитного поля (например, [29]). Для описания движения энергичных солнечных частиц в межпланетной среде часто используется диффузионное приближение, хорошо описывающее основные характеристики изотропных потоков.

Можно видеть (рис. 6), что источники всех GLE-событий находились на гелиодолготах западнее 10° E. СПС от источников на восточных гелиодолготах имеют более жесткий энергетический спектр. При регистрации одного СПС несколькими КА на разных гелиодолготах наблюда-

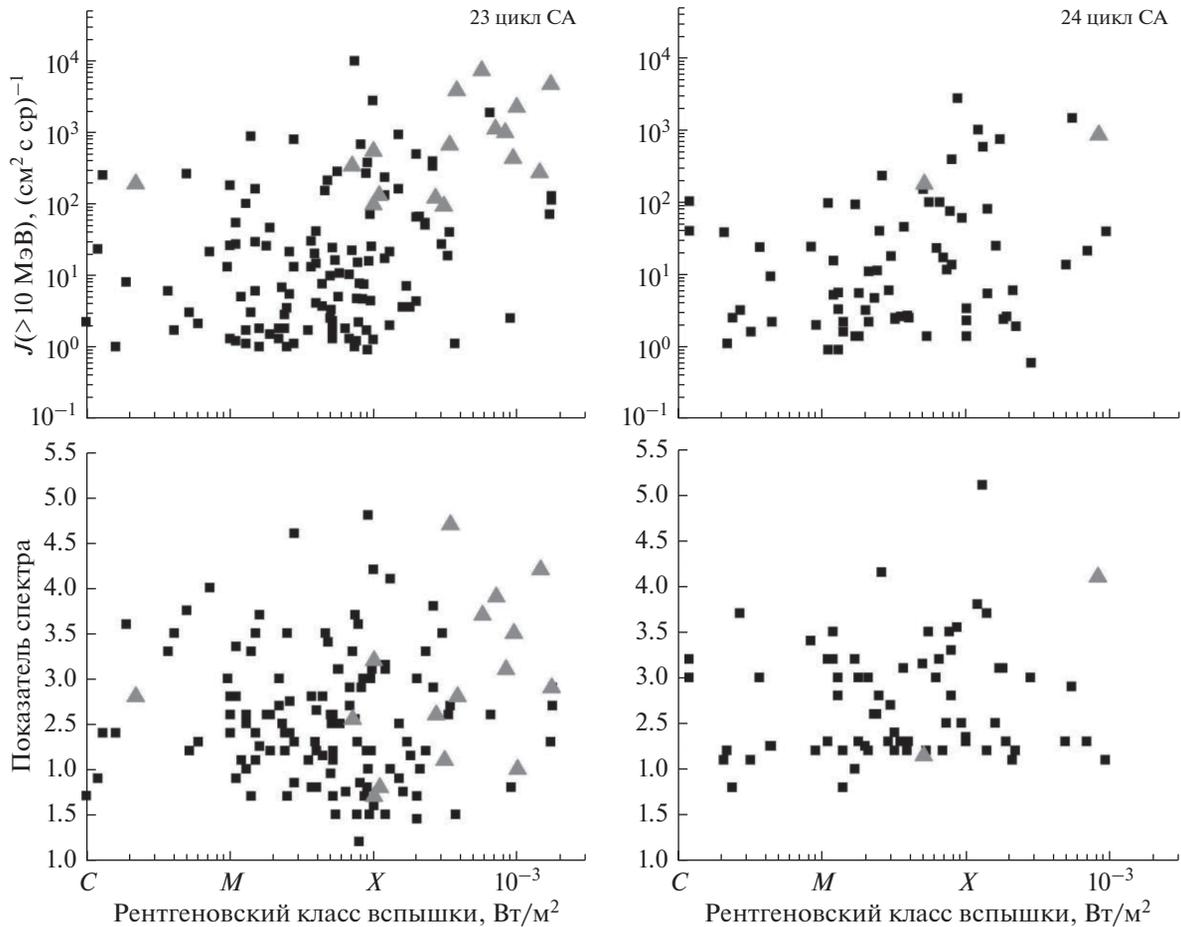


Рис. 5. Распределение интенсивностей (J) потоков солнечных протонов с $E > 10$ МэВ и показателей спектров по рентгеновским классам солнечных вспышек в 23 и 24 циклах СА.

емые показатели спектра различаются (например, [30]).

Распределения СПС 23 и 24 циклов СА по гелиоширотам (рис. 7) немного различаются. В 23 цикле источники СПС наблюдались и в почти приэкваториальных областях, как в северном, так и в южном полушариях. В 24 цикле видна четкая полоса (примерно $\pm 5^\circ$ гелиошироты), где источников СПС не зарегистрировано. Источники GLE-событий находились и в северном, и в южном полушариях Солнца.

Динамику гелиоширотного распределения источников СПС по мере развития цикла СА можно видеть на рис. 8. В 23 цикле в приэкваториальных областях источники СПС наблюдались во второй половине цикла. Результаты исследования СПС 23 и 24 циклов СА на основе потоков частиц с $E \sim 25$ МэВ показали, что в 23 цикле распределение источников СПС между северным и южным солнечными полушариями было асимметрично, тогда как в 24 цикле — симметрично [31]. Похожий вывод можно сделать для гелиоширотного рас-

пределения источников СПС и по потокам солнечных протонов с $E > 10$ МэВ (рис. 8).

23 и 24 циклы солнечной активности различаются в наибольшей степени следующими параметрами: максимальное значение сглаженных за месяц солнечных пятен — 181.3 и 116.4; период, когда наблюдались СПС с $J(E > 10 \text{ МэВ}) \geq 1 \text{ rfu}$, — 10 лет (1997–2006 гг.) и 8 лет (2010–2017 гг.); СПС с $J(E > 10 \text{ МэВ}) \geq 1 \text{ rfu}$ — 146 и 100; GLE — 16 и 2, соответственно. Приведенные выше распределения интенсивностей потоков солнечных протонов с $E > 10$ МэВ в максимуме событий и показателей энергетического спектра интегральных потоков протонов при аппроксимации степенной функцией не имеют существенных различий в 23 и 24 циклах СА.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Космическая погода — широкое понятие, включающее в себя различные аспекты солнечно-земных связей и взаимодействий гелио- и геофизических процессов. СПС являются одной из

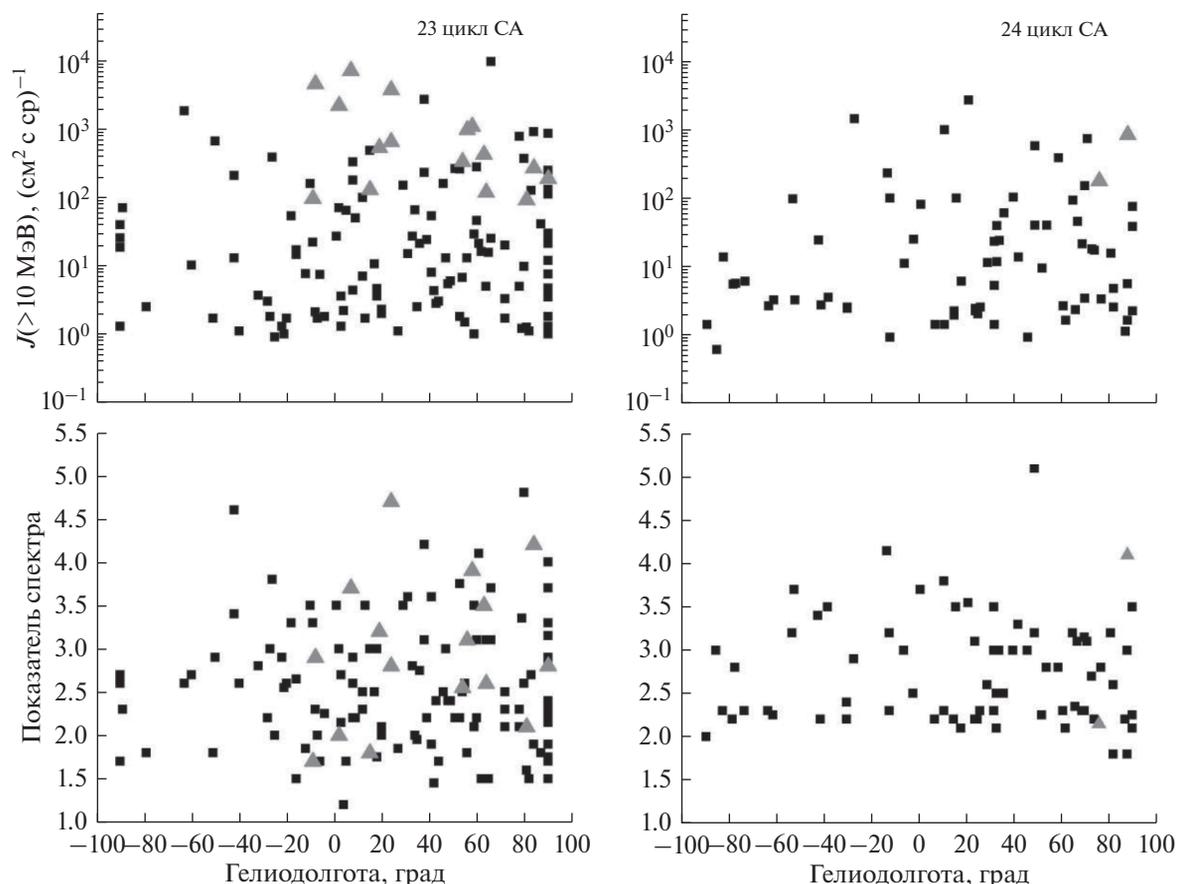


Рис. 6. Гелиодолготное распределение интенсивностей (J) потоков солнечных протонов с $E > 10$ МэВ и показателей спектров в 23 и 24 циклах СА.

составляющих, которые изучаются в рамках космической погоды. СПС очень разнообразны по своим характеристикам. Условия генерации частиц на Солнце и распространение в межпланетной среде влияют на временные профили, величины и энергетические спектры потоков солнечных протонов. Каталоги СПС предоставляют однородный ряд многолетних данных для статистического подхода к исследованию различных физических закономерностей.

Солнце — источник радиационной опасности. Одним из наиболее ярких проявлений солнечной активности являются солнечные вспышки, и как следствие — потоки солнечных энергичных частиц на космических аппаратах и, иногда, на наземных установках — GLE-события. Для космических миссий одной из основных угроз является радиационное поражение от солнечных энергичных заряженных частиц. На основе экспериментальных данных каталогов по потокам солнечных протонов и, что не менее важно, по энергетическим спектрам потоков, создаются эмпирические модели для расчета радиационных доз, которые могут угрожать жизни людей и функционирова-

нию космических аппаратов не только на околоземных орбитах, но и, например, во время марсианских миссий (см., например, [32]). На основе экспериментальных данных о СПС и о сопутствующих физических явлениях создаются модели радиации в космическом пространстве (например, [33, 34]).

На основе многолетних данных по динамике солнечных пятен и СПС могут быть созданы и создаются прогнозы солнечной активности. Для успешного прогноза геоэффективных активных явлений на Солнце и их последствий в околоземном космическом пространстве необходимо учитывать фазу развития и характеристики текущего цикла и эпоху солнечной активности [17, 35]. Число солнечных пятен — показатель развития солнечного цикла, но при использовании данных по динамике солнечных пятен возможен только вероятностный прогноз СПС (см, например, [36]). При этом, все равно, основой прогноза является однородный ряд многолетних данных по СПС. В работе [13] проведен сравнительный анализ характеристик потоков солнечных протонов и ассоциированных с ними рентгеновских вспы-

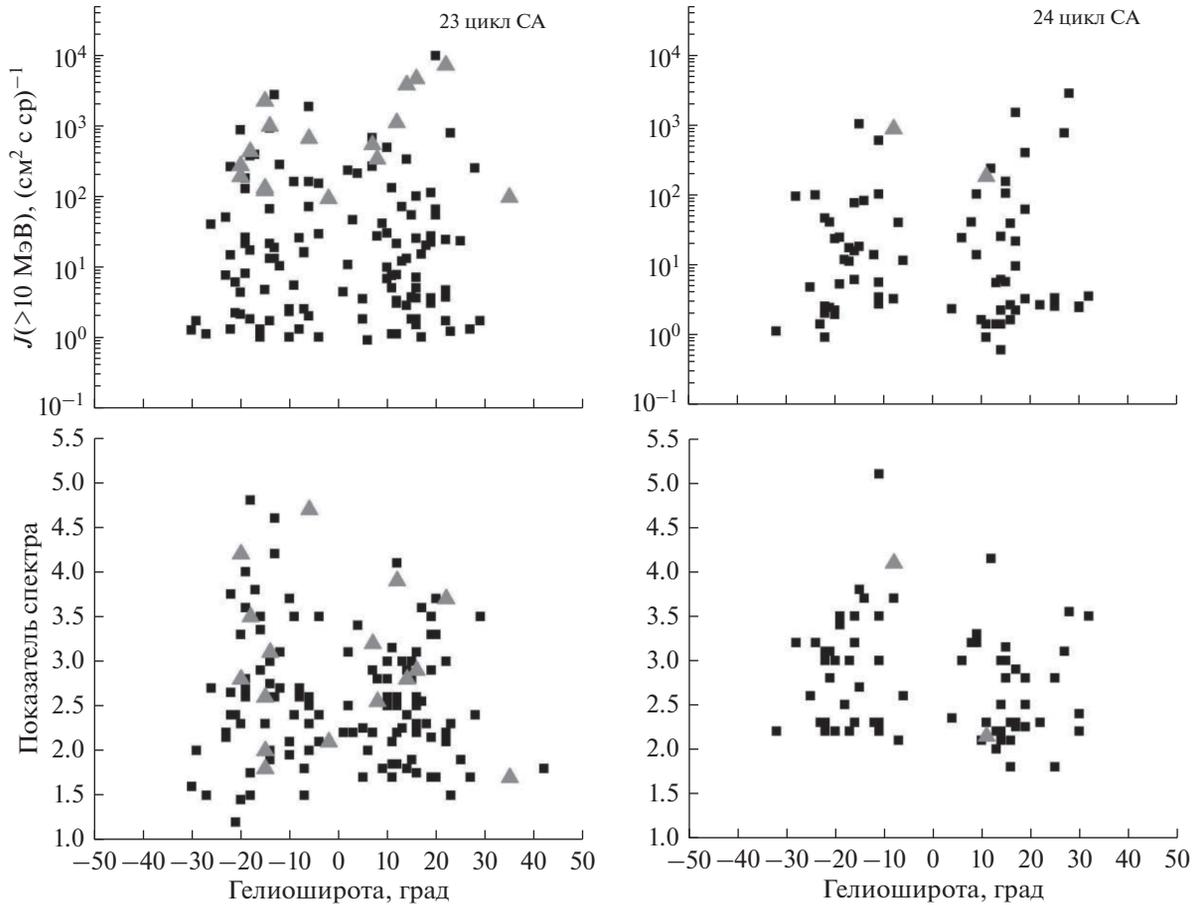


Рис. 7. Гелиоширотное распределение интенсивностей (J) потоков солнечных протонов с $E > 10$ МэВ и показателей спектров в 23 и 24 циклах СА.

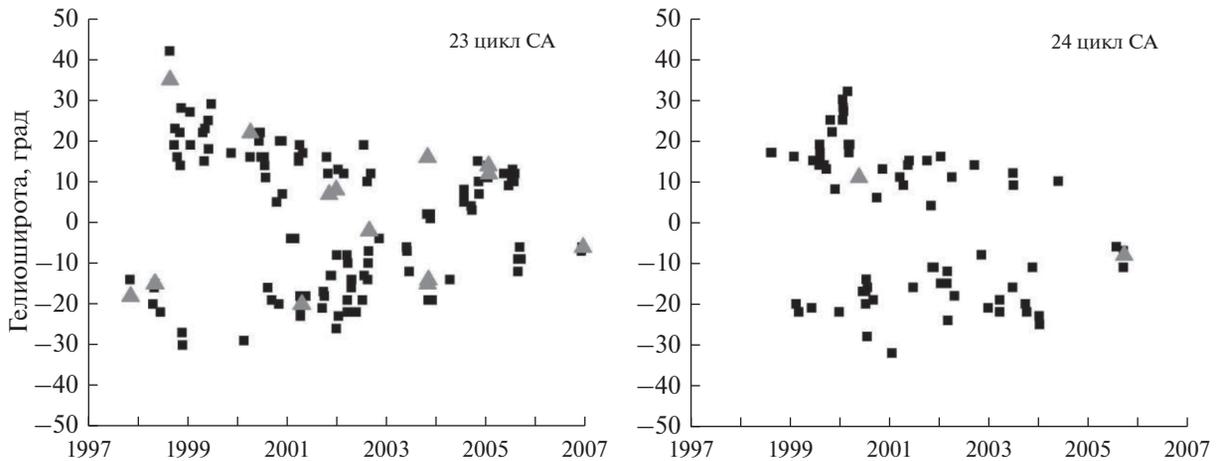


Рис. 8. Гелиоширотное распределение источников СПС в 23 и 24 циклах СА.

шек за 28 лет. Делается вывод о том, что выявленные связи могут быть использованы для создания прогностических моделей, позволяющих рассчитывать вероятность протонного события, его запаздывание и ожидаемый поток протонов на основе наблюдаемых характеристик рентгеновских вспышек.

Статистические закономерности и зависимости, полученные с использованием информации о СПС, позволяют делать выводы о физических процессах на Солнце и в межпланетной среде (см., например, [37]). Результаты статистического анализа данных Каталогов СПС 21–24 циклов СА показали, что более энергичные явления (GLE,

вспышки рентгеновского класса X, KBM со скоростью >1000 км/с) сильнее деградируют с уменьшением солнечной активности [16]. Сделан вывод об источниках солнечных протонов и механизмах их ускорения: в генерации протонов низких энергий большую роль играют KBM, а драматическое уменьшение количества GLE, коррелирующее с изменением числа наиболее мощных вспышек класса X, свидетельствует о большей роли солнечных вспышек для возникновения GLE-событий. Этот вывод подтверждает полученные результаты также на основе статистического анализа, но только по 23 циклу СА, свидетельствующие о существенном вкладе KBM в генерацию солнечных частиц малых энергий [38].

По данным о СПС 19–24 циклов СА обнаружена существенная неравномерность в распределении источников событий по долготам Кэррингтона на Солнце: выявлен протяженный по долготе ($\sim 100^\circ$ – 170°) интервал “пассивных” долгот [39]. Полученный результат интересен для физики солнечной активности, а также может быть полезен для планирования наиболее радиационно-безопасного периода, например, для полета на Луну.

Результаты исследования СПС, зарегистрированных несколькими КА в широком диапазоне гелиодолгот, показали, что максимальная интенсивность потока частиц регистрируется наблюдателем, находящимся на магнитной силовой линии от солнечной вспышки [14]. Время регистрации события по отношению к началу солнечной вспышки, а также время нарастания потока свидетельствуют о сложной зависимости от характеристик источника и механизмов ускорения и распространения частиц.

Во время СПС необходима оценка времени пребывания КА, в частности МКС, в области с большими потоками солнечных энергичных частиц, воздействующих на людей и технику. Для предсказания радиационной опасности необходимо исследование динамики границ проникновения солнечных протонов в магнитосферу Земли, которое возможно по данным низковысотных полярных спутников (см., например, [40]), представленных в каталогах СПС.

Кроме статистического подхода к исследованию факторов космической погоды, на основе данных каталогов СПС могут проводиться и конкретные исследования отдельных интересных событий. Представленный в каталогах СПС графический материал, в частности временные профили потоков солнечных протонов, дают возможность исследователям проводить быстрый сравнительный анализ событий и выбирать те особенности конкретных событий, которые могут быть инструментом для изучения других физических явлений. Примером могут служить результаты срав-

нительного анализа временных профилей потоков протонов СПС 7.II.2011 и 20.II.2014, представленных в каталоге 24 цикла СА, и вариаций компонент межпланетного магнитного поля, которые дали возможность сделать вывод об определяющей роли структуры межпланетного магнитного поля в формировании особенностей временных профилей потоков частиц СПС 20.II.2014 [41]. Полученные экспериментальные результаты подтвердили ранее высказанные предположения о том, что фундаментальной структурой в гелиосфере является магнитоплазменная трубка (см., например, [25, 42]).

Обнаруженные различия во временных профилях потоков солнечных протонов, измеренных в межпланетной среде и внутри магнитосферы Земли на фазе роста потоков солнечных протонов 20.I.2005, позволили провести диагностику структуры магнитосферы и условия проникновения солнечных протонов в магнитосферу Земли при северной ориентации межпланетного магнитного поля [43].

Перечисленные выше результаты по изучению физических процессов на Солнце, в гелиосфере и в магнитосфере на основе данных о СПС подтверждают полезность каталогов СПС как инструмента для исследования космической погоды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Серия каталогов СПС 20–24 циклов СА [2–8] – оригинальный проект, не имеющий аналогов в мировой научной практике, так как (вместе с первым каталогом Z. Svestka и P. Simon [1]) охватывает огромный временной интервал (1955–2019 гг., т.е. практически 6 полных 11-летних циклов солнечной активности – с 19 по 24 циклы). Возможность определить закономерности процессов, типичные и экстремальные параметры явлений может предоставить только большой статистический материал, собранный в каталогах СПС. Каталоги СПС содержат однородный ряд многолетних экспериментальных данных – неоценимый научный материал для изучения и предсказания самых разнообразных факторов космической погоды, таких как: физические процессы на Солнце, динамика солнечной активности, структура и состояние межпланетной среды и магнитосферы Земли. Каталоги СПС являются необходимым и, пожалуй, единственным инструментом для планирования и обеспечения безопасности космических миссий, так как одной из основных угроз для них является радиационное поражение от солнечных энергичных заряженных частиц.

Мы благодарим всех исследователей, представляющих через Интернет свои данные о вспышках на Солнце (<https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar->

flares/x-rays/goes/xrs/), о числах солнечных пятен (<http://www.sidc.be/silso/datafiles>), о потоках частиц (<http://goes.gsfc.nasa.gov/>, <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/poes/>, http://www.srl.caltech.edu/ACE/CRIS_SIS/, <http://sohowww.nascom.nasa.gov/>, <http://www.ieap.uni-kiel.de/et/ag-heber/costep/>).

Работа выполнена при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 19-02-00264.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Catalog of solar particle events 1955–1969 / Ed. Z. Svestka, P. Simon // *Astrophysics and Space Science Library*. 1975. V. 49. Holland: D. Reidel Publishing Company. 1975.
- Акиньян С.Т., Базилевская Г.А., Ишков В.Н. и др. Каталог солнечных протонных событий 1970–1979 гг. М.: ИЗМИРАН, 1983. <https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD-P-002>
- Базилевская Г.А., Вашенюк Э.В., Ишков В.Н. и др. Каталог энергетических спектров солнечных протонных событий 1970–1979 гг. М.: ИЗМИРАН, 1986. <https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD-P-003>
- Базилевская Г.А., Вашенюк Э.В., Ишков В.Н. и др. Солнечные протонные события Каталог 1980–1986 гг. Временные профили интенсивности и энергетические спектры протонов, синоптические карты и схемы группы пятен. М.: МЦД, 1990. <https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD-P-004>
- Базилевская Г.А., Вашенюк Э.В., Ишков В.Н. и др. Солнечные протонные события Каталог 1980–1986 гг. Данные наблюдений частиц и электромагнитных излучений. М.: МЦД, 1990. <https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD-P-005>
- Сладкова А.И., Базилевская Г.А., Ишков В.Н. и др. Каталог солнечных протонных событий 1987–1996 гг. М.: МГУ, 1998. <https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD-P-006>
- Логачев Ю.И., Базилевская Г.А., Вашенюк Э.В. и др. Каталог солнечных протонных событий 23-го цикла солнечной активности (1996–2008 гг.). М.: МЦД, 2016. <https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD-P-001-RU>
- Логачев Ю.И., Базилевская Г.А., Власова Н.А. и др. Каталог солнечных протонных событий 24-го цикла солнечной активности (2009–2019 гг.). М.: МЦД, 2022.
- Kurt V., Belov A., Mavromichalaki H., Gerontidou M. Statistical analysis of solar proton events // *Annales Geophysicae*. 2004. V. 22. P. 2255–2271. SRef-ID: 1432-0576/ag/2004-22-2255
- Vainio R., Valtonen E., Heber B. et al. The first SEP-Server event catalogue ~68-MeV solar proton events observed at 1 AU in 1996–2010 // *J. Space Weather Space Clim*. 2013. V. 3. P. A12. <https://doi.org/10.1051/swsc/2013030>
- Usoskin I.G., Ibragimov A., Shea M.A., Smart D.F. Database of Ground Level Enhancements (GLE) of high energy solar proton events // *Proceedings of science*. 2016. V. 236. <https://doi.org/10.22323/1.236.0054>
- Miteva R., Samwel S.W., Costa-Duarte M.V. The Wind/EPACT Proton Event Catalog (1996–2016) // *Solar Physics*. 2018. V. 293. P. A27. <https://doi.org/10.1007/s11207-018-1241-5>
- Белов А., Гарсия Х., Курт В., Мавромичалаки Е. Протонные события и рентгеновские вспышки за последние три цикла // *Космич. исслед.* 2005. Т. 43. № 3. С. 171–185.
- Paassilta M., Papaioannou A., Dresing N. et al. Catalogue of >55 MeV wide-longitude solar proton events observed by *SOHO*, *ACE*, and the *STEREOs* at ≈1 AU during 2009–2016 // *Solar Phys*. 2018. V. 293. P. A70. <https://doi.org/10.1007/s11207-018-1284-7>
- Логачев Ю.И., Базилевская Г.А., Дайбог Е.И. и др. Новый параметр в описании событий СКЛ – энергия баланса между солнечными и галактическими протонами // *Ядерная Физика*. 2018. Т. 81. № 3. С. 371–376. <https://doi.org/10.7868/S0044002718030121>
- Базилевская Г.А., Дайбог Е.И., Логачев Ю.И. и др. Характерные особенности солнечных космических лучей в 21–24 циклах солнечной активности по данным каталогов солнечных протонных событий // *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2021. Т. 61. № 1. С. 8–15. <https://doi.org/10.31857/S0016794021010028>
- Ишков В.Н. Космическая погода и особенности развития текущего 24-го цикла солнечной активности // *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2018. Т. 50. № 8. С. 785–800. <https://doi.org/10.1134/S0016794018060056>
- Кузнецов С.Н., Ныммик Р.А., Панасюк М.И. и др. Регистрация и прогнозирование поглощенных доз радиации от потоков солнечных протонов на борту орбитальных станций // *Космич. исслед.* 2004. Т. 42. № 3. С. 211–218.
- Freier P., Webber W.R. Radiation Hazard in Space from Solar Particles // *Science*. 1963. V. 142. P. 1587–1592. <https://doi.org/10.1126/science.142.3599.1587>
- Van Hollebeke M.A.I., Ma Sung L.S., McDonald F.B. The variation of solar proton energy spectra and size distribution with heliolongitude // *Solar Phys*. 1975. V. 41. P. 189–223.
- Asvestari E., Willamo T., Gil A. et al. Analysis of Ground Level Enhancements (GLE): Extreme solar energetic particle events have hard spectra // *Advances in Space Research*. 2017. V. 60. № 4. P. 781–787. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.08.043>
- Базилевская Г.А., Свиржевская А.К., Сладкова А.И. Связь между солнечными протонными событиями и рентгеновскими всплесками разных баллов на солнце // *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2004. Т. 44. № 4. С. 442–448.
- Паркер Е.Н. Динамические процессы в межпланетной среде. М.: МИР, 1965.
- Reinhard R., Wibberenz G. Propagation of Flare Protons in the Solar Atmosphere // *Solar Physics*. 1974.

- V. 36. № 2. P. 473–494.
<https://doi.org/10.1007/BF00151216>
25. Любимов Г.П., Контор Н.Н., Переслгина Н.В., Игнатъев П.П. Анизотропия солнечных протонов и неоднородности межпланетной среды // Известия АН СССР. Серия физическая. 1976. Т. 40. № 3. С. 462–470.
 26. Cliver E.W., Kahler S.W., Reames D.V. Coronal shocks and solar energetic proton events // *Astrophys. J.* 2004. V. 605. № 2. P. 902–910.
 27. Klassen A., Aurass H., Mann G., Thompson B.J. Catalogue of the 1997 *SOHO–EIT* coronal transient waves and associated type II radio burst spectra // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 2000. V. 141. P. 357–369.
<https://doi.org/10.1051/aas:2000125>
 28. Wang H., Chae J., Yurchyshyn V., Yang G. et al. Inter-Active Region Connection of Sympathetic Flaring on 2000 February 17 // *Astrophysical J.* 2001. V. 559. P. 1171–1179.
 29. Zhang M., Zhao L., Rassoul H.K. Stochastic propagation of solar energetic particles in coronal and interplanetary magnetic fields // *IOP Conf. Series: J. Physics: Conf. Series.* 2019. V. 1225. P. A012010.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1225/1/012010>
 30. Reames D.V., Kahler S.W., Ng C.K. Spatial and temporal invariance in the spectra of gradual particles in gradual solar events // *Astrophysical J.* 1997. V. 491. P. 414–420.
<https://iopscience.iop.org/article/10.1086/304939/fulltext/36264.text.html>
 31. Richardson I.G., von Rosenvinge T.T., Cane H.V. 25 MeV solar proton events in Cycle 24 and previous cycles // *Advances in Space Research.* 2017. V. 60. № 4. P. 755–767.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.07.035>
 32. Guo J., Zeitlin C., Wimmer-Schweingruber R.F. et al. A generalized approach to model the spectra and radiation dose rate of solar particle events on the surface of Mars // *Astronomical J.* 2018. V. 155. № 1. P. A49.
<https://doi.org/10.3847/1538-3881/aaa085>
 33. Method of the solar energetic protons fluences and peak fluxes determination. ISO/TR 18147. Space environment (natural and artificial). 2014.
 34. Jiggins P., Heynderickx D., Sandberg I. et al. Updated Model of the Solar Energetic Proton Environment in Space // *J. Space Weather Space Clim.* 2018. V. 8. P. A31.
<https://doi.org/10.1051/swsc/2018010>
 35. Ишков В.Н. Прогноз космической погоды: принципы построения и границы реализации (опыт трех циклов) // *Космич. исслед.* 2017. Т. 55. № 5. С. 391–398.
<https://doi.org/10.7868/S0023420617060012>
 36. Rao V.K., Ramagopal K., Reddy R.R., Sankarasubramanian K. Association of solar energetic particle (SEP) events with sunspot numbers // *International J. Engineering Science Invention (IJESI).* 2018. V. 7. № 3. P. 19–24. [http://www.ijesi.org/papers/Vol\(7\)i3/Version-1/D0703011924.pdf](http://www.ijesi.org/papers/Vol(7)i3/Version-1/D0703011924.pdf)
 37. Paassilta M., Raukunen O., Vainio R. et al. Catalogue of 55–80 MeV solar proton events extending through solar cycles 23 and 24 // *J. Space Weather Space Clim.* 2017. V. 7. P. A14.
<https://doi.org/10.1051/swsc/2017013>
 38. Dierckx M., Tziotziou K., Dalla S. et al. Relationship between solar energetic particles and properties of flares and CMEs: statistical analysis of solar cycle 23 events // *Solar Phys.* 2015. V. 290. P. 841–874.
<https://doi.org/10.1007/s11207-014-0641-4>
 39. Podzolk M.V. Passive Carrington longitudes of solar cosmic ray sources in solar cycles 19–24 // *J. Physics: Conference Series.* 2019. V. 1181. № 1. P. A012016.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1181/1/012016>
 40. Тверская Л.В. Диагностика магнитосферы по релятивистским электронам внешнего пояса и прониновению солнечных протонов (обзор) // *Геомагнетизм и аэрономия.* 2011. Т. 51. № 1. С. 8–24.
 41. Власова Н.А., Тулунов В.И., Калегаев В.В. Некоторые особенности солнечных протонных событий 7.III.2011 и 20.II.2014 // *Космич. исслед.* 2021. Т. 59. № 4. С. 296–305.
<https://doi.org/10.31857/S0023420621040063>
 42. Borovsky J.E. Flux tube texture of the solar wind: Strands of the magnetic carpet at 1 AU? // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. A08110.
<https://doi.org/10.1029/2007JA012684>
 43. Kalegaev V., Nazarkov I., Vlasova N., Melkova S. Magnetospheric access for solar protons during the January 2005 SEP event // *J. Space Weather and Space Climate.* 2018. V. 8. P. A55.
<https://doi.org/10.1051/swsc/2018040>

УДК 533.6

МЕТОДИКИ РАСЧЕТА ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ИОНОСФЕРЕ НА КОСМИЧЕСКИЙ АППАРАТ

© 2022 г. Н. И. Сидняев*

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*sidn_ni@mail.ru

Поступила в редакцию 26.05.2020 г.

После доработки 09.04.2021 г.

Принята к публикации 25.08.2021 г.

В статье изучается влияние электромагнитного поля космического пространства на космические аппараты. Получены аналитические зависимости для энергии, излучаемой спутником с учетом направления распространения волн Альвена. Постулируется, что линейный член в уравнении энергии влияет на индукцию при произвольном законе распределения тока в спутнике в электромагнитном поле. Доказано, что при движении спутника на средних высотах распределение тока в магнитосферной плазме может быть удовлетворительно аппроксимировано отрезками прямых линий с максимумом в точке нулевого потенциала, причем индуцированные компоненты магнитного поля можно определить интегрированием. Определена индуцированная компонента магнитного поля. Отмечено, что в отсутствие диссипации энергии, полная энергия излучения выражается в виде произведения скорости спутника на индуктивное сопротивление.

DOI: 10.31857/S0023420622020066

ВВЕДЕНИЕ

В космическом пространстве на КА в полете воздействует обширный комплекс факторов: потоки нейтральных атомов (О): $F \approx 10^{18} - 10^{20} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при вакууме $P \approx 10^{-4} - 10^{-11} \text{ Па}$ вызывает сублимацию материалов, эрозию и потерю массы полимерных материалов загрязнению поверхности, рассеяние света в окрестности КА, снижение прочности и надежности оборудования. Вторичные (индуцированные факторы), как электризация КА ($0.1 - 10^{-4} \text{ В}$), объемное заряджение диэлектриков и собственная внутренняя атмосфера КА вызывает электрические заряды, электромагнитные помехи [1–3]. Холодная и горячая космическая плазма в ионосфере, магнитосфере (авроральные области) и плазмосфере Земли, солнечное электромагнитное излучение, электростатическое поле, метеорная материя, твердые частицы искусственного происхождения и другие факторы вызывают разнообразные физико-химические процессы. Некоторые из воздействующих космических факторов, например, космическая плазма и солнечное ультрафиолетовое излучение, оказывают влияние лишь на приповерхностные слои материалов [4–8]. Другие, такие как заряженные частицы высокой энергии вместе с создаваемыми ими в элементах конструкции КА вторичными частицами и квантами, способны проникать глубоко в толщу материалов, а также во внутренние отсеки КА [9–12].

При этом воздействие космических микрочастиц может приводить как к постепенному ухудшению свойств материалов и характеристик бортовых систем и, как следствие, – к отказам в работе КА по истечении некоторого периода эксплуатации, так и к возникновению внезапных отказов в работе бортовой аппаратуры, непосредственно сопровождающих воздействие [13–16].

Следует отдельно учесть электромагнитное солнечное излучение в межпланетном и околоземном пространстве, влияющие на корпус КА корпусе спутника и направлены вниз по потоку [1, 2].

Так, например, течение ионосферы у торцов вызывает поток, направленный над спутником от торцов к плоскости симметрии, а под спутником – от плоскости симметрии к торцам; в результате в спутной струе [3, 4], или следе, за спутником происходит вращение каждой частицы вокруг оси, проходящей через нее и параллельной местному вектору скорости потока ионосферы. Для спутников большого удлинения можно считать, что свободные вихри образуют плоскую вихревую пелену; для корпуса малого удлинения вихревая система является пространственной. Свободные вихри вызывают (индуцируют) в области между торцами корпуса потоки, направленные вниз, которые, налагаясь на набегающий ионосферный поток, отклоняют последний вниз на определен-

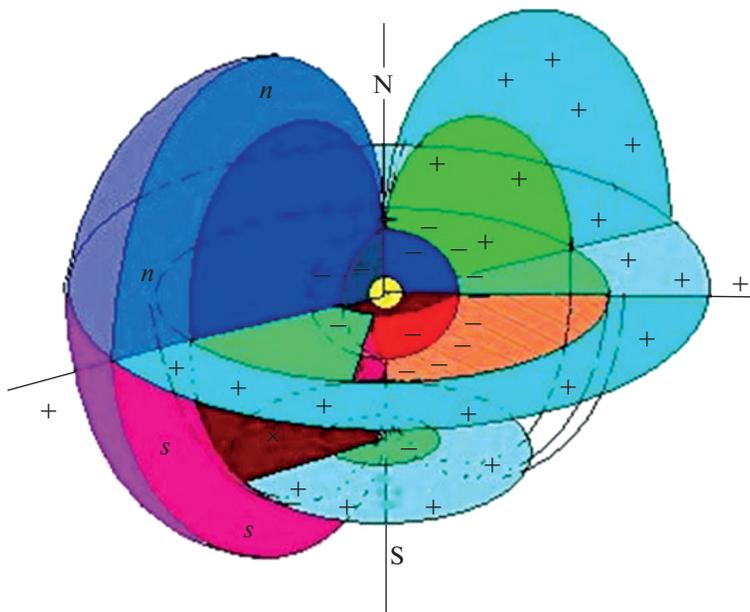


Рис. 1. Схема распределения магнитного и электрического полей вокруг Земли.

ный угол. В результате отклоняющая сила элемента корпуса спутника перпендикулярна к набегающему потоку, отклоняется назад на тот же угол [5–10]. Разлагая эту силу на компоненты вдоль и перпендикулярно вектору скорости, получаем дополнительное индуктивное сопротивление в электростатическом поле.

Необходимо отметить, что индуктивное сопротивление (обусловленное волнами Ван Альвена) спутника, движущегося в электростатическом поле с постоянной скоростью v перпендикулярно линиям постоянного магнитного поля B_0 , исследовалось в работе [11–14]. Их исследование явилось развитием работы [2], посвященной изучению характеристик спутника заданной формы при переменной величине внутреннего тока. Геомагнитную зону заряженных частиц космического излучения называют радиационным поясом (или поясами) Земли. Электроны с энергией 100 кэВ и больше образуют в геомагнитной области две зоны. Эти зоны получили название внутреннего и внешнего естественного радиационного пояса Земли (ЕРПЗ) [3]. Между внутренним и внешним поясами наблюдается пространство в интенсивности потока электронов. Внутренний пояс располагается на высоте от 1000 км над поверхностью Земли до 13000 км. Выше 13000 км и примерно до 65000 км располагается внешний радиационный пояс Земли с максимумом потока электронов ($E > 40$ кэВ) порядка 500000000 частиц/см²с на высоте около 16500 км. Электростатические пояса представляют собой непрерывно изменяющуюся, динамичную систему, состояние

которой зависит от состояния солнечной активности и процессов, которые реализуются в настоящий момент в магнитосфере Земли. Экспериментальные данные указывают на то, что увеличение скорости солнечного ветра приводит к увеличению потока высокоэнергичных электронов на границе магнитосферы, и усиливается диффузия этих электронов внутрь радиационных поясов (см. рис. 1).

Ионосфера, часть атмосферы планеты Земля, содержащая в значительном количестве свободные электроны и ионы, появляющиеся под воздействием идущих от Солнца ультрафиолетового излучения и рентгеновских лучей [4–6]. Степень ионизации в значительной степени зависит от солнечной активности. Протяженность ионосферы Земли – от 80 до 1000 км над земной поверхностью (в пределах атмосферы в радиационных поясах Ван Альвена) [2, 3, 9]. Состоит из нескольких условных слоев, которые отличаются степенью концентрации в них электронов. Их принято обозначать по порядку снизу вверх: D , E , $F1$, $F2$, G . В самых нижних слоях D и E (слои Хевисайда–Кеннелли) ионизации подвергаются молекулы, в то время как в верхнем слое F ионизируются атомы [3]. На расстоянии 80–100 км над Землей расположен слой, называемый ионосферой, который обладает электропроводностью (благодаря наличию ионизированных газов).

Целью исследования является выявления механизма возникновения индуцированного сопротивления спутников, а также индуцированных компонент магнитного поля в условиях электриза-

ции КА при воздействии вторичных индуцированных факторов.

Поскольку магнитное и электростатическое поля планеты полагаются неподвижными в пространстве, а поверхность спутника вращается относительно геомагнитных и геоэлектрических силовых линий, то униполярная и электродинамическая ЭДС наводится во всех токопроводящих контурах спутника, пересекающих геомагнитные силовые линии. Вполне понятно, что в любом искусственном электропроводном проводнике спутника также будет наводиться униполярная ЭДС. Ее величина зависит от протяженности проводника, параметров геомагнитного поля и от ориентации спутника относительно геомагнитных силовых линий и электростатического поля. Так, при обтекании спутника невозмущенным ионизированным потоком возникает разность давлений над спутником и под ним. В результате часть ионоплазмы на концах спутника перетекает из зоны большего давления в зону меньшего давления. Поток ионосферы перетекает с нижней поверхности спутника на верхнюю и накладывается на ионизированный поток, набегающий на верхнюю часть спутника, что приводит к образованию завихрений массы ионоплазмы за задней кромкой, т.е. образуется вихревой жгут. Ионосфера в вихревом жгуте вращается. Скорость вращения вихревого жгута различна, в центре она наибольшая, а по мере удаления от оси вихря — уменьшается.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНДУЦИРОВАННЫХ КОМПОНЕНТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В работах [1, 2] были выполнены приближенные расчеты величины тока, поступающего в спутник из ионосферы, и на основании полученного распределения тока с использованием закона Био—Савара было рассчитано индуцируемое магнитное поле. Величина сопротивления определялась численной оценкой интегралов, в подынтегральные выражения которых входили также и индуцированные магнитные поля. Значения этих интегралов представляли собой энергию, излучаемую волнами Альвена. Вывод работы [1] состоит в том, что в отсутствие диссипации энергии в следе, полная энергия излучения выражается в виде произведения скорости спутника на электростатическое поле и, что динамика спутника, обусловленное волнами Альвена, входит в величину индукции, а не является дополнительной составляющей.

Энергия излучаемая спутником, определяется уравнением (1), которое приводится здесь (с учетом изменения обозначений осей) [1]:

$$P = V_A \mu \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[h_x^2 + 2h_y \left(\frac{B_0}{\mu} \right) \sin \alpha + h_y^2 \right] dx dy, \quad (1)$$

где

$$h_y = \frac{1}{2\pi} \int_{-1/2}^{1/2} \frac{j(\xi)(x - \xi)}{(x - \xi)^2 + y^2} d\xi. \quad (2)$$

Здесь h_x выражается аналогичным образом при замене $x - \xi$ на $-y$, а α — малый угол между направлением поля B_0 (осью z) и направлением распространения волн Альвена. Рассмотрим предварительно только часть уравнения (1), являющуюся линейной относительно h_y . После подстановки соотношения (2) будем иметь

$$P' = \frac{B_0 V}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-1/2}^{1/2} \left[\frac{j(\xi)(x - \xi) d\xi}{(x - \xi)^2 + y^2} \right] dx dy, \quad (3)$$

где функция $j(\xi)$ является током в крыльях волн Альвена. Предполагается, что эта функция кусочно-непрерывная и может быть определена. Если интегрировать сперва по x , то можно отметить, что интеграл в этом случае не существует. Однако, если интегрировать сперва по y и переписать уравнение (3) в виде

$$P' = \frac{B_0 V}{\pi} \times \int_{-1/2}^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{y^2 + (x - \xi)^2} (x - \xi) dx \right\} j(\xi) d\xi, \quad (4)$$

то можно показать, что интеграл существует.

Рассмотрим несобственный интеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{y^2 + (x - \xi)^2}. \quad (5)$$

Здесь особые точки $y = \pm |x - \xi| i$ — простые полюса подынтегральной функции интеграла (5). В верхней полуплоскости располагается точка $y = |x - \xi| i$. Тогда по теореме вычетов получаем

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{y^2 + (x - \xi)^2} &= 2\pi i \operatorname{Res}_{y=|x-\xi|i} \frac{1}{y^2 + (x - \xi)^2} = \\ &= 2\pi i \lim_{y \rightarrow |x-\xi|i} \left[(y - |x - \xi| i) \frac{1}{y^2 + (x - \xi)^2} \right] = \\ &= 2\pi i \lim_{y \rightarrow |x-\xi|i} \frac{1}{2y} = \frac{\pi}{|x - \xi|}. \end{aligned}$$

Уравнение (4), следовательно, приобретает вид:

$$P' = B_0 V \int_{-l/2}^{l/2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{(x - \xi)}{|x - \xi|} dx \right] j(\xi) d\xi. \quad (6)$$

Интеграл по x все же не может быть взят, до тех пор, пока не будет определено его главное значение следующим образом:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(x - \xi)}{|x - \xi|} dx &= \lim_{A \rightarrow \infty} \left[\int_{-A}^{\xi} (-dx) + \int_{\xi}^A dx \right] = \\ &= \lim_{A \rightarrow \infty} \left[-x \Big|_{-A}^{\xi} + x \Big|_{\xi}^A \right] = \lim_{A \rightarrow \infty} [-\xi - A + A - \xi] = -2\xi. \end{aligned}$$

Следовательно, уравнение (6) может быть представлено в форме

$$P' = -B_0 V \int_{-l/2}^{l/2} 2\xi j(\xi) d\xi, \quad (7)$$

но, согласно работе [1],

$$j(\xi) = \frac{d I(\xi)}{d\xi} \frac{1}{2}, \quad (8)$$

где $I(\xi)$ – ток в спутнике. Таким образом, подставляя выражение для $j(\xi)$ в уравнение (7), интегрируя его по частям, имея при этом в виду, что $I(\pm l/2) = 0$, получим:

$$\begin{aligned} P' &= -B_0 V \int_{-l/2}^{l/2} \xi \frac{d I(\xi)}{d\xi} d\xi = \\ &= -B_0 V \xi I(\xi) \Big|_{-l/2}^{l/2} + B_0 V \int_{-l/2}^{l/2} I(\xi) d\xi = \\ &= V B_0 \int_{-l/2}^{l/2} I(\xi) d\xi \equiv V D, \end{aligned} \quad (9)$$

где D – по определению индуктивное сопротивление.

Этот результат показывает, что линейный относительно h_y член в уравнении (1) дает индуктивное сопротивление космического аппарата при произвольном законе распределения тока $I(\xi)$ в спутнике. Два других члена в уравнении, (1) положительные, и поэтому ясно, что полное сопротивление будет больше индуктивного. В работах [1, 2] было показано, что при движении спутника на малых высотах распределение тока может быть удовлетворительно аппроксимировано отрезка-

ми прямых линий с максимумом в точке нулевого потенциала, то есть в точке, где потенциал спутника равен потенциалу плазмы. Математически это можно записать в виде:

$$I = \begin{cases} I_{\max} \frac{l/2 + \xi}{l/2 + a}, & -l/2 \leq \xi \leq a; \\ I_{\max} \frac{l/2 - \xi}{l/2 - a}, & a \leq \xi \leq l/2. \end{cases} \quad (10)$$

Из соотношения (8) получаем:

$$j(\xi) = \begin{cases} \frac{I_{\max}}{2(l/2 + a)}, & -l/2 \leq \xi \leq a; \\ \frac{I_{\max}}{2(l/2 - a)}, & a \leq \xi \leq l/2. \end{cases} \quad (11)$$

Таким образом, индуцированные компоненты магнитного поля можно определить интегрированием. Предварительно рассмотрим компоненту h_x , с учетом выражения (11):

$$\begin{aligned} h_x &= \frac{1}{2\pi} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{y j(\xi)}{(x - \xi)^2 + y^2} d\xi = \\ &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2 + a} \int_{-l/2}^a \frac{y}{(x - \xi)^2 + y^2} d\xi + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{l/2 - a} \int_a^{l/2} \frac{y}{(x - \xi)^2 + y^2} d\xi \right]. \end{aligned}$$

Произведем замену $t = \xi - x$

$$\begin{aligned} h_x &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2 + a} \int_{-x-l/2}^{-x+a} \frac{y}{t^2 + y^2} dt + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{l/2 - a} \int_{-x+a}^{-x+l/2} \frac{y}{t^2 + y^2} dt \right] = \frac{I_{\max}}{4\pi} \times \\ &\times \left[-\frac{1}{l/2 + a} \arctg \frac{t}{y} \Big|_{t=-x-l/2}^{-x+a} + \frac{1}{l/2 - a} \arctg \frac{t}{y} \Big|_{t=-x+a}^{-x+l/2} \right] = \\ &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2 + a} \left(\arctg \frac{-x+a}{y} - \arctg \frac{-x-l/2}{y} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{l/2 - a} \left(\arctg \frac{-x+l/2}{y} - \arctg \frac{-x+a}{y} \right) \right]. \end{aligned}$$

Для упрощения полученного выражения, возьмем арктангенса тангенса от разности арктангенсов и используем формулу разности тангенсов:

$$\begin{aligned}
 h_x &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2+a} \operatorname{arctg} \operatorname{tg} \left(\operatorname{arctg} \frac{-x+a}{y} - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \operatorname{arctg} \frac{-x-l/2}{y} \right) + \frac{1}{l/2-a} \times \right. \\
 &\quad \left. \times \operatorname{arctg} \operatorname{tg} \left(\operatorname{arctg} \frac{-x+l/2}{y} - \operatorname{arctg} \frac{-x+a}{y} \right) \right] = \\
 &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2+a} \times \right. \\
 &\quad \left. \times \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg} \operatorname{arctg} [(-x+a)/y] - \operatorname{tg} \operatorname{arctg} [(-x-l/2)/y]}{1 + \operatorname{tg} \operatorname{arctg} [(-x+a)(-x-l/2)/y^2]} + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{l/2-a} \times \right. \\
 &\quad \left. \times \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg} \operatorname{arctg} [(-x+l/2)/y] - \operatorname{tg} \operatorname{arctg} [(-x+a)/y]}{1 + \operatorname{tg} \operatorname{arctg} [(-x+l/2)(-x+a)/y^2]} \right] = \\
 &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2+a} \operatorname{arctg} \frac{(-x+a)/y - (-x-l/2)/y}{1 + (-x+a)(-x-l/2)/y^2} + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{l/2-a} \operatorname{arctg} \frac{(-x+l/2)/y - (-x+a)/y}{1 + (-x+l/2)(-x+a)/y^2} \right] = \\
 &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2+a} \operatorname{arctg} \frac{y(a+l/2)}{y^2 + (-x+a)(-x-l/2)} + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{l/2-a} \operatorname{arctg} \frac{y(l/2-a)}{y^2 + (-x+l/2)(-x+a)} \right].
 \end{aligned}$$

Внеся минус под знак арктангенса, в итоге получим

$$\begin{aligned}
 h_x &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[\frac{1}{l/2+a} \operatorname{arctg} \frac{y(-a-l/2)}{y^2 + (x-a)(x+l/2)} - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{l/2-a} \operatorname{arctg} \frac{y(a-l/2)}{y^2 + (x-a)(x-l/2)} \right].
 \end{aligned}$$

Аналогично ищем индуцированную компоненту магнитного поля h_y

$$\begin{aligned}
 h_y &= \frac{1}{2\pi} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{j(\xi)(x-\xi)}{(x-\xi)^2 + y^2} d\xi = \\
 &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[\frac{1}{l/2+a} \int_{-l/2}^a \frac{x-\xi}{(x-\xi)^2 + y^2} d\xi - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{l/2-a} \int_a^{l/2} \frac{x-\xi}{(x-\xi)^2 + y^2} d\xi \right]. \tag{12}
 \end{aligned}$$

Делая замену вида $t = \xi - x$, получим:

$$\begin{aligned}
 h_y &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2+a} \int_{-x-l/2}^{-x+a} \frac{t}{t^2 + y^2} dt + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{l/2-a} \int_{-x+a}^{-x+l/2} \frac{t}{t^2 + y^2} dt \right].
 \end{aligned}$$

Используя неопределенный интеграл вида:

$$\int \frac{t}{t^2 + y^2} dt = \frac{1}{2} \int \frac{d(t^2)}{t^2 + y^2} = \frac{1}{2} \ln [t^2 + y^2].$$

выражение (12) примет вид:

$$\begin{aligned}
 h_y &= \frac{I_{\max}}{8\pi} - \frac{1}{l/2+a} \ln [t^2 + y^2] \Big|_{t=-x-l/2}^{-x+a} + \\
 &\quad + \frac{1}{l/2-a} \ln [t^2 + y^2] \Big|_{t=-x+a}^{-x+l/2} = \\
 &= \frac{I_{\max}}{8\pi} \left[-\frac{1}{l/2+a} \ln \frac{(-x+a)^2 + y^2}{(x+l/2)^2 + y^2} + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{l/2-a} \ln \frac{(-x+l/2)^2 + y^2}{(-x+a)^2 + y^2} \right].
 \end{aligned}$$

Окончательно получим выражение:

$$\begin{aligned}
 h_y &= \frac{I_{\max}}{8\pi} \left[\frac{1}{l/2-a} \ln \frac{(x-l/2)^2 + y^2}{(x-a)^2 + y^2} - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{l/2+a} \ln \frac{(x-a)^2 + y^2}{(x+l/2)^2 + y^2} \right]. \tag{13}
 \end{aligned}$$

Подставляя выражение (13) в (9), получим:

$$\begin{aligned}
 P' &= VB_0 \int_{-l/2}^{l/2} I(\xi) d\xi = VB_0 I_{\max} \left[\frac{1}{l/2+a} \int_{-l/2}^a (l/2+\xi) d\xi + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{l/2-a} \int_a^{l/2} (l/2-\xi) d\xi \right] = \frac{VB_0 I_{\max}}{2} \times \\
 &\quad \times \left[\frac{1}{l/2+a} \left(al + a^2 + \frac{l^2}{4} \right) + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{l/2-a} \left(\frac{l^2}{4} - al + a^2 \right) \right] = \frac{VB_0 I_{\max}}{2} \times \\
 &\quad \times \left[\frac{(l/2+a)^2}{l/2+a} + \frac{(l/2-a)^2}{l/2-a} \right] = \frac{I_{\max} B_0 V}{2}.
 \end{aligned}$$

Необходимо отметить, что исследуемая величина, как следует из уравнения (9), тождественно равна произведению индуктивного сопротивления на скорость. При интегрировании сначала по x (при определении главного значения), а затем по y , величина энергии даст другие результаты, что не является необычным, так как это зависит от применения главного значения интеграла к физической проблеме. В работе преобразования сделаны так, чтобы результат имел определенный физический смысл.

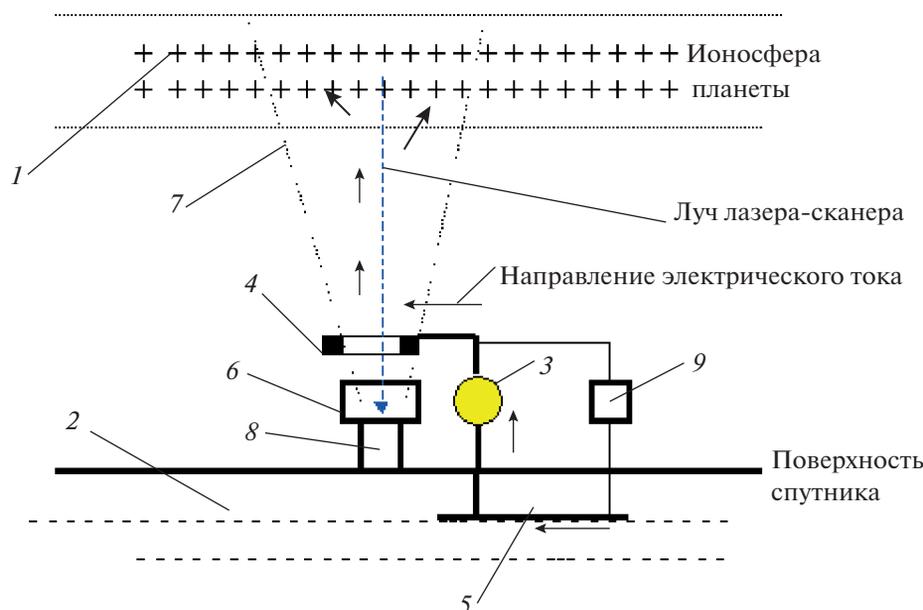


Рис. 2. Схема управления обтеканием спутника ионосферой.

Так, например, два члена в уравнении (1), включающие h_x^2 и h_y^2 для типичных условий движения спутника обычно на несколько порядков величины меньше, чем индуктивное сопротивление. Так как в работе [1] результаты были получены на основании только численных расчетов (численной оценки расходящегося интеграла) и оценки каждого из трех членов, по-видимому, не производились, то ясно, почему в [1] пришли к выводу, что волновое сопротивление космического аппарата является частью индуктивного сопротивления. Представленные в статье аналитические исследования дают понять, что их заключение ошибочно.

Дополнительно можно отметить, что в работах [4, 9] предложен механизм генерации узкополосного электромагнитного излучения в ультра низкочастотном диапазоне, сопровождающего полет КА на активном участке горизонтальной траектории полета. Такое излучение многократно регистрировалось как во время запуска, так и во время посадки космических аппаратов наземной сетью электромагнитных обсерваторий на территории США (Rauscher and Van Bise, 1999). Рассмотренный механизм связывает регистрируемые колебания магнитного поля с распространением в нижней ионосфере гиротропных волн, генерируемых когерентными источниками. Такими источниками служат электростатические поля, наведенные фоновым электрическим полем в горизонтальных неоднородностях ионосферной проводимости.

На рис. 2 рассматривается принцип воздействия индуцированных магнитных полей на индуктивное сопротивление КА. Рассматривается

способ управления индуктивным полем спутника, естественным подзаряжаемым электрическим конденсатором “ионосфера-спутник” путем подключения одного конца электрической нагрузки 3 к ионосфере планеты 1, заряженной положительно относительно поверхности спутника 2, через ионизирующий луч 7, направленный с поверхности спутника в ионосферу, причем другой конец электрической нагрузки надежно обнуляют устройством 5. В состав установки входит рентгеновский лазер 6 с изолятором 8, кольцевой электрод 4, разрядник 9. Благодаря запасу электроэнергии спутника и наличию механизма его постоянного возобновления данный способ может обеспечить управление индукцией.

Аналитические модели дают хорошую оценку этого принципа при условии спокойной геомагнитной обстановки, но в случае возмущенной ионосферы оценка полного электронного содержания становится существенно менее точной, что негативно сказывается на работе различных (в частности магнитных) спутниковых систем [15–18].

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Сложность исследования заключается в том, что все космические тела одновременно взаимодействуют между собой. Известно, что на заряженные частицы, которые движутся в магнитном поле, действует сила Лоренца. Такая же сила действует на заряженный спутник, который движет-

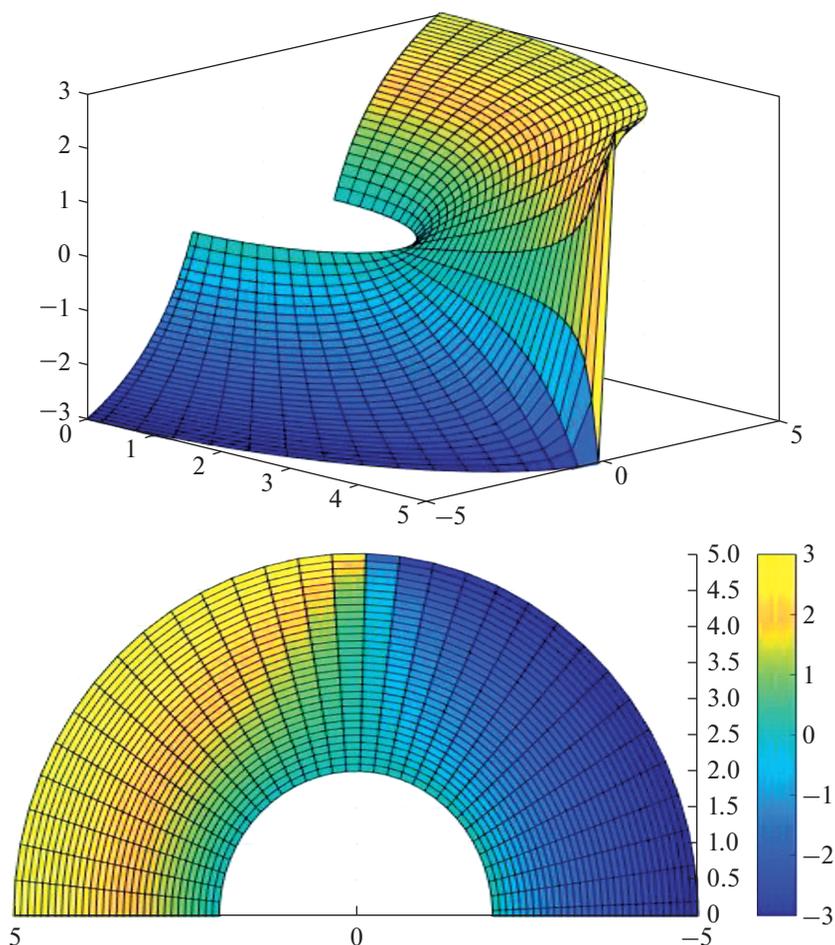


Рис. 3. Распределение индуцированных зарядов в космическом пространстве между Землей и ионопазмой.

ся в магнитном поле Земли. Эта сила зависит от положения спутника и геометрии орбиты. Направление силы всегда перпендикулярно скорости аппарата. При зарядении в магнитосферной плазме характерные величины первичных токов составляют $\approx 10^{-10} - 10^{-8} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$, ток фотоэлектронной эмиссии для большинства материалов лежит в пределах $(-5) \cdot 10^{-9} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$, характерные времена общего заряжения КА составляет 0.3–0.5 с, а дифференциальное зарядение – от единицы до десятков минут.

Для космических аппаратов различной формы учет магнитосферной плазмы для определения сил сопротивления является крайне важным. Простейшая модель такого взаимодействия со спутником представляет собой Землю радиуса r_1 , который находится в поле двух полусферических ионосферных полей радиуса r_2 , разделенных между собой узким промежутком и имеющих потенциалы $+V_0$ и $-V_0$. Расчет электромагнитного поля, действующего на космический аппарат в пространстве между Землей и ионосферными полями $r_1 < r < r_2$ проведем для случая, когда центры

Земли и ионосферных полей совпадают и потенциал Земли предположим не учитывается. В рассматриваемом случае нахождение потенциала $\varphi = \varphi(r, \theta)$ поля в космическом пространстве сводится к решению краевой задачи для уравнения Лапласа, которая с учетом осевой симметрии поля может быть записана в следующем виде:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \right) = 0, \quad (14)$$

$$r_1 < r < r_2, \quad 0 \leq \theta \leq \pi;$$

$$\varphi(r_1, \theta) = 0; \quad (15)$$

$$\varphi(r_2, \theta) = U(\theta) = \begin{cases} +V_0, & 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}; \\ -V_0, & \frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi. \end{cases} \quad (16)$$

Используя метод разделения переменных, когда $\varphi(r, \theta) = R(r)\Phi(\theta)$, получаем

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) = - \frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Phi}{d\theta} \right) = \lambda = \text{const.} \quad (17)$$

Отсюда для нахождения функций $R(r)$ и $\Phi(\theta)$ получаем уравнения

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) - \lambda R = 0; \quad (18)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Phi}{d\theta} \right) + \lambda \Phi = 0. \quad (19)$$

Если в уравнении (14) сделать замену переменного $\cos(\theta) = x$ и положить $\Phi(\theta) = X(x)$, то оно примет вид

$$- \frac{d}{dx} \left[(1-x^2) \frac{dX}{dx} \right] = \lambda X, \quad -1 < x < 1. \quad (20)$$

Задача отыскания ограниченного решения уравнения (20), удовлетворяющего условиям $|X(\pm 1)| < \infty$, соответствует задаче Штурма–Лиувилля. Эта задача имеет нетривиальное решение $X_n(x)$ лишь при $\lambda = \lambda_n = n(n+1)$. Эти решения (собственные функции) являются полиномами Лежандра n -го порядка, т.е. $X_n(x) = P_n(x)$ или $\Phi(\theta) = P_n(\cos \theta)$, для $n = 0, 1, 2, \dots$

Как собственная функция задачи Штурма–Лиувилля полиномы Лежандра удовлетворяют условию ортогональности:

$$\int_{-1}^1 P_n(x) P_m(x) dx = \int_0^\pi P_n(\cos \theta) P_m(\cos \theta) \sin \theta d\theta = \begin{cases} 0, & n \neq m; \\ \frac{2}{2n+1}, & n = m. \end{cases} \quad (21)$$

При $\lambda = \lambda_n = n(n+1)$ из уравнения (14) находим

$$R(r) = a_n r^n + \frac{b_n}{r^{n+1}} \quad \text{или} \quad R(\rho) = A_n \rho^n + \frac{B_n}{\rho^{n+1}},$$

где $\rho = \frac{r}{r_1}; A_n, B_n = \text{const.}$

Используя принцип суперпозиции решений для линейного уравнения (14), представим его решение рядом

$$\Phi(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(A_n \rho^n + \frac{B_n}{\rho^{n+1}} \right) P_n(\cos \theta), \quad (22)$$

$1 < \rho < \gamma, \quad 0 \leq \theta \leq \pi,$

где $\rho = \frac{r}{r_1}; \gamma = \frac{r_2}{r_1} > 1.$

Удовлетворяя при $\rho = 1$ граничному условию (15), получаем $A_n + B_n = 0$, т.е.

$$\Phi(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \left(\rho^n - \frac{1}{\rho^{n+1}} \right) P_n(\cos \theta). \quad (23)$$

Теперь с учетом граничного условия (16) получаем соотношение

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_n \Gamma_n P_n(\cos \theta) = U(\theta), \quad \Gamma_n = \frac{\gamma^{2n+1} - 1}{\gamma^{n+1}}. \quad (24)$$

Теперь найдем коэффициенты разложения Фурье. Заметим, что равенство (24) представляет собой разложение функции $U(\theta)$, заданной формулой (16), в ряд Фурье по полиномам Лежандра. Возможность такого разложения по собственным функциям задачи Штурма–Лиувилля (20) следует из теоремы Стеклова. С учетом условия ортогональности (21) находим коэффициенты этого разложения

$$A_n \Gamma_n = \frac{2n+1}{2} \int_0^\pi U(\theta) P_n(\cos \theta) \sin \theta d\theta = \frac{2n+1}{2} \int_{-1}^1 \tilde{U}(x) P_n(x) dx, \quad \tilde{U}(x) = \begin{cases} -V_0, & -1 < x < 0; \\ +V_0, & 0 < x < 1. \end{cases} \quad (25)$$

Учитывая правила изменения знака аргумента для полиномов Лежандра $P_n(-x) = (-1)^n P_n(x)$, из (25) для искомым коэффициентов A_n разложения (22) получим формулы

$$A_n = 0 \quad \text{для} \quad n = 2k;$$

$$A_n = V_0 \frac{2n+1}{\Gamma_n} \int_0^1 P_n(x) dx \quad \text{для} \quad n = 2k+1.$$

Используя известные для полиномов Лежандра формулы

$$P_n(1) = 1; \quad P_{n+1}(0) = -\frac{n}{n+1} P_{n-1}(0);$$

$$P_n(x) = \frac{1}{2n+1} \left[P'_{n+1}(x) - P'_{n-1}(x) \right],$$

можно вычислить квадратуру

$$\int_0^1 P_n(x) dx = \frac{1}{n+1} P_{n-1}(0); \quad P_0(0) = 1; \quad P_{2k+1}(0) = 0;$$

$$P_{2k}(0) = (-1)^k \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (2k-1)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots 2k}, \quad k \geq 1.$$

Таким образом, окончательно, решение краевой задачи (14)–(16), описывающее распределение потенциала в космическом пространстве, запишем виде:

$$\Phi(\rho, \theta) = V_0 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(4k+3) P_{2k}(0)}{2(k+1) \Gamma_{2k+1}} \left(\rho^{2k+1} - \frac{1}{\rho^{2k+2}} \right) \times P_{2k+1}(\cos \theta), \quad 1 \leq \rho = \frac{r}{r_1} \leq \gamma, \quad 0 \leq \theta \leq \pi. \quad (26)$$

Используя известную формулу электродинамики

$$\sigma = \varepsilon_0 E_n = -\varepsilon_0 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_{r=r_1} = -\frac{\varepsilon_0}{r_1} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \right)_{\rho=1},$$

с помощью решения (26) можно определить распределение индуцированных зарядов на определенном участке траектории КА и других произвольных космических объектов. В качестве примера приведено решение распределения потенциала с помощью программы MATLAB для следующих условий: $V_0 = 5$ Мв, $r_1 = 200$ км, $r_2 = 500$ км.

В результате было получено решение краевой задачи для уравнения Лапласа, описывающее распределение потенциала поля в космическом пространстве между Землей и ионосферой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована аналитическая зависимость для энергии, излучаемой спутником с учетом направления распространения волн Альвена. Доказано, что порядок интегрирования влияет на существование интеграла для определения индуктивного сопротивления спутника и других удлиненных тел (например, электродинамического троса для удочки с траектории). Отмечено, что линейный член в уравнении энергии влияет на индукцию при произвольном законе распределения тока в спутнике в электромагнитном поле, и, что полное сопротивление будет больше индуктивного. В результате исследований показано, что при движении спутника на средних высотах распределение тока в магнитосферной плазме может быть удовлетворительно аппроксимировано отрезками прямых линий с максимумом в точке нулевого потенциала, то есть в точке, где потенциал спутника равен потенциалу ионоплазмы. Выявлено, что индуцированные компоненты магнитного поля можно определить интегрированием. Определена индуцированная компонента магнитного поля. Необходимо отметить, что сила гравитационного притяжения Земли на три порядка превосходит силу кулоновского взаимодействия. Сила гравитационного притяжения и сила Лоренца, действующая на КА со стороны электромагнитного поля Земли одного порядка. Динамика частиц массой примерно 5–8 г определяется, в первую очередь, не гравитационной силой, а сложным движением в электромагнитном поле Земли. Альвеновская концепция магнитоплазмы справедлива при рассмотрении космических частиц. Для КА можно использовать одночастичное приближение, для массового компонента справедливо представление о континиуме как о сплошной среде. Микрочастица в плазме заряжена отрицательно из-за столкновений с плазменными электронами. Однако она может “утра-

тить” этот заряд за счет фотоэффекта, а также под действием автоэлектронной эмиссии и ударов положительных ионов. Частицы ионосферной плазмы относительно космического пространства имеют положительный или отрицательный потенциал порядка 1...10 В. На частицу, обладающую электрическим зарядом, действует электромагнитная сила и электрическое и магнитное поля. Когда КА попадает в область плазмы с большим количеством надтепловых электронов, ее заряд может резко возрасти примерно в 1000 раз, в результате чего она окажется захваченной плазмой. К основным факторам, приводящим к электризации, следует отнести потоки электронов и ионов околоземной космической плазмы, жесткое ультрафиолетовое излучение Солнца, вакуум, термоциклирование. Все перечисленное особенно существенно для высокоорбитальных космических аппаратов во время суббурь в магнитосфере Земли. В результате происходит общее и дифференциальное заряджение поверхности космического аппарата.

Заряджение элементов КА в космической плазме происходит по причине значительного превышения электронного диффузионного тока над ионным током. При такой плотности тока время электризации КА, имеющего типичные размеры, до потенциала 10 кВ составляет всего 5 мс. Таким образом, общая зарядка КА происходит практически мгновенно в поле.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРА

1. *Chu C.K., Gross R.A.* Alfvén Waves and Induction Drag on Long Cylindrical Satellites // *AIAA J.* Dec. 1966. V. 4. № 12. P. 2209–2214.
2. *Drell S.D., Foley H.M., Ruderman M.A.* Drag and Propulsion of Large Satellites in the Ionosphere: An Alfvén Propulsion Engine in Space // *J. Geophysical Research.* 1965. V. 70. P. 3131–3145.
3. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Модель космоса. М.: КДУ, 2007.
4. *Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П., Плотников А.В.* Регистрация ионосферных откликов на ударно-акустические волны, генерируемые при запусках ракет-носителей // *Геомагнетизм и аэронавигация.* 2002. Т. 42. № 6. С. 790–797.
5. *Денисенко В.В.* О проникновении атмосферного электрического поля в ионосферу. Глобальная электрическая цепь. Материалы Всероссийской конференции, 2013.
6. *Пулинец С.А., Давиденко Д.В.* Изменчивость ионосферы и глобальная электрическая цепь. Глобальная электрическая цепь. Материалы Всероссийской конференции, 2013.
7. *Sidnyaev N.I.* Study of heat and mass transfer for hypersonic flow past a complex body of revolution // *Thermophysics and Aeromechanics.* 2006. V. 13. № 1. P. 2–16.
8. *Sidnyaev N.I.* Investigation of aerodynamic characteristics of a hypersonic flow around bodies of revolution

- with a permeable tip // *J. Applied Mechanics and Technical Physics*. 2007. V. 48. № 2. P. 19–26.
9. *Сорокин В.М.* Волновые процессы в ионосфере, связанные с геомагнитным полем // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1988. Т. 31. С. 1169–1180.
 10. *Sidnyaev N.I.* Aerodynamic Performances of Hypersonic Aircrafts with Surface Mass Transfer // *Mathematical Models and Computer Simulations*. 2009. V. 1. № 3. P. 343–352.
 11. *Сидняев Н.И., Климова Н.С.* Изменение поверхностных и объемных свойств космического аппарата при адсорбции и рекомбинация атомов кислорода и азота // *Космич. исслед.* 2020. Т. 58. № 3. С. 208–222.
 12. *Альвен Х.* Космическая плазма. М.: Мир, 1983.
 13. *Сидняев Н.И., Савченко В.П., Клочкова Д.В.* Физические принципы и математическая модель управления индуктивным сопротивлением спутников в ионосфере планеты // *Физические основы приборостроения*. 2012. Т. 1. № 4. С. 98–105.
 14. *Авдеевский В.С., Антонов Б.М., Анфимов Н.А. и др.* Основы теории полёта космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1972.
 15. *Сидняев Н.И., Макриденко Л.А., Геча В.Я. и др.* Аэромеханика низкоорбитальных космических аппаратов. Тезисы докладов Четвертой международной научно-технической конференции “Актуальные проблемы создания космических систем дистанционного зондирования Земли”. М.: ВНИИЭМ, 2016.
 16. *Сидняев Н.И.* Исследование разрушения поверхности КА при контактном взаимодействии с микрочастицами космической среды // *Космич. исслед.* 2018. Т. 56. № 3. С. 233–242.

УДК 629.786.2:52.728

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ НЕЙТРОННОЙ КОМПОНЕНТЫ РАДИАЦИОННОГО ФОНА В ОКРЕСТНОСТИ МЕЖДУНАРОДНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ ПО ДАННЫМ КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА “БТН-НЕЙТРОН”

© 2022 г. М. Л. Литвак^{1, *}, И. Г. Митрофанов¹, Д. В. Головин¹, А. Пеков¹, М. И. Мокроусов¹, А. Б. Санин¹, В. И. Третьяков¹, Ц. П. Дачев², Й. В. Семкова²

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Институт космических исследований и технологий Болгарской академии наук, София, Болгария

*litvak@mx.iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 28.10.2020 г.

После доработки 03.06.2021 г.

Принята к публикации 16.06.2021 г.

В статье представлены результаты анализа данных космического эксперимента “БТН-Нейтрон”, проводимого на борту российского модуля “Звезда”, входящего в состав *Международной космической станции*. Большой период наблюдений с 2008 по 2019 г. захватывает конец 23-го и почти полностью включает 24-й солнечный цикл. Это позволило оценить амплитуду долгопериодических вариаций нейтронного фона снаружи *МКС*, обусловленных солнечной модуляцией Галактических космических лучей (ГКЛ). Для экваториальных областей с высоким индексом геомагнитного обреза она не превышает 10%, в то время как для высокоширотных областей вокруг магнитных полюсов Земли и Южно-Атлантической магнитной аномалии (ЮАМА) нейтронный фон меняется почти в 1.5–2 раза. Для периодов минимума и максимума солнечной активности внутри 24-го солнечного цикла по данным эксперимента “БТН-Нейтрон” были построены карты распределения мощности нейтронной компоненты и оценены средние мощности нейтронной дозы, которую могли получить космонавты за эти периоды. Было показано, что для максимума и минимума солнечной активности средняя мощность нейтронной дозы меняется от 25 до 35 мкЗв/день для нейтронов с энергиями меньше 15 МэВ.

DOI: 10.31857/S0023420622030062

ВВЕДЕНИЕ

На внешней поверхности российского модуля “Звезда”, входящего в состав *МКС*, установлен блок нейтронного спектрометра БТН-МД научной аппаратуры “БТН-Нейтрон” [1, 2]. В список основных научных задач этого эксперимента входят:

1) Непрерывный мониторинг в широком спектральном диапазоне нейтронной компоненты радиационного фона в окрестности *МКС*, включая исследование вариаций фона на разных временных масштабах – от орбитальной переменности до долгопериодических изменений, связанных с одиннадцатилетним солнечным циклом.

2) Поиск пространственной переменности нейтронного потока на разных широтах, включая пролеты на ЮАМА и высокими геомагнитными широтами.

3) Мониторинг нейтронного фона во время сильных солнечных протонных событий и солнечных вспышек, поиск и регистрация солнечных нейтронов.

4) Оценка мощности нейтронной компоненты радиационной дозы и сопоставление с данными других экспериментов внутри и снаружи *МКС*.

Нейтронный фон на орбите *МКС* возникает как вторичное излучение за счет взаимодействия потоков галактических или солнечных космических лучей, а также протонов, захваченных в радиационных поясах Земли, с ядрами химических элементов, входящих в состав верхней атмосферы Земли и материалами самой орбитальной станции. Кроме этого, свой небольшой вклад вносят солнечные нейтроны, которые могут генерироваться в мощных солнечных протонных событиях.

Первичный поток протонов испытывает существенные временные и пространственные вариации, вызывая соответствующие вариации потока вторичных нейтронов. Измерения спектральной плотности нейтронного потока имеют не только важное значение для понимания физики первичных процессов (например, короткопериодических и долгопериодических вариаций ГКЛ или

распределения захваченных протонов радиационных поясах), но и для оценки радиационной дозы, связанной с нейтронной компонентой. В первую очередь это относится к жилым отсекам *МКС* и оценке радиационной дозы, которую могут получить космонавты во время длительного пребывания в космосе. Как правило, для небольших космических аппаратов основной вклад в радиационную дозу вносят заряженные частицы, а нейтроны составляют лишь небольшую, порядка 1–5%, часть (см., например, [3, 4]). Для крупных пилотируемых космических станций это соотношение может существенно поменяться за счет образования вторичных нейтронов первичными протонами ГКЛ внутри самой станции.

В последние годы был проведен ряд экспериментов и численных расчетов, которые позволили оценить спектральную плотность нейтронного потока внутри и вне *МКС* и определить вклад нейтронной компоненты в полную радиационную дозу. С помощью нейтронных детекторов, чувствительных к различным энергиям на основе тория и урана, с кадмиевыми и борными фильтрами внутри российского сегмента *МКС* была измерена мощность радиационной дозы нейтронной компоненты. Было показано, что ее величина в среднем составляет 60 мкЗв/день для нейтронов с энергиями до 20 МэВ и порядка 140 мкЗв/день в более широком, до нескольких сотен МэВ, диапазоне [5, 6]. Кроме этого, проводился мониторинг нейтронного потока помощью нейтронных спектрометров. Так, спектрометр Bonner Ball Neutron Detector (BBND), использующий 6 газонаполненных пропорциональных счетчиков, окруженных полиэтиленовыми сферами разного радиуса, позволял измерять нейтронный поток в диапазоне до 15 МэВ. Этот прибор разработан Японским космическим агентством (JAXA) и сначала был установлен внутри американского сегмента *МКС* (с 23.III.2001 по 14.XI.2001), а потом снаружи японского экспериментального сегмента (KIBO) *МКС* (измерения начались в августе 2009 г.), см. [7, 8]. По данным измерений была восстановлена спектральная плотность нейтронного потока и оценена мощность нейтронной компоненты радиационной дозы. В среднем она составила 69–88 мкЗв/день (в зависимости от расположения прибора внутри сегмента) [7]. Наибольшие значения (~100 мкЗв/час) наблюдались при пролете над ЮАМА [7].

Блок БТН-МД российского эксперимента “БТН-Нейтрон” установлен снаружи *МКС* и также использует многодетекторную схему, основанную на комбинации пропорциональных счетчиков с разной толщиной замедлителя из полиэтилена и органического сцинтиллятора из кристалла стибьбена, для регистрации эпитепловых и быстрых нейтронов с энергиями в диапазоне 1 эВ–15 МэВ. Эксперимент “БТН-Нейтрон”

начался в феврале 2007 г. и после летных отработок и калибровок начал постоянный мониторинг нейтронного фона снаружи российского служебного модуля “Звезда”. По данным этого космического эксперимента была оценена величина потока нейтронов в разных спектральных диапазонах и построены карты распределения потоков нейтронов на орбите *МКС*, которые хорошо согласуются с результатами эксперимента BBND [2]. Измерения спектральной плотности потока нейтронов были использованы для оценки нейтронной компоненты радиационной дозы. Максимальная мощность радиационной дозы составила более 50 мкЗв/ч при пролете над ЮАМА, а минимальная (~0.1 мкЗв/ч) при пролете над экваториальными районами с низкой геомагнитной широтой [2].

Одним из главных преимуществ эксперимента “БТН-Нейтрон” является длительная и непрерывная работа в течение 12 лет. Это позволяет следить за долгопериодическими вариациями потока нейтронов в окрестности *МКС* в ходе 23-го и 24-го солнечных циклов. В этой статье мы продолжили анализ данных этого эксперимента и исследовали, как менялся поток нейтронов и связанная с ним мощность нейтронной компоненты радиационной дозы в течение 2008–2020 гг. при пролете *МКС* над участками земной поверхности с разными индексами геомагнитного обрезания.

ОПИСАНИЕ АППАРАТУРЫ “БТН-НЕЙТРОН”

Научная аппаратура “БТН-Нейтрон” состоит из двух блоков. Один из них (блок управления) установлен внутри станции, а второй, блок детектирования БТН-МД, закреплен на специальном кронштейне снаружи станции. БТН-МД представляет собой запасной летный образец прибора ХЕНД, установленного на борту орбитального космического аппарата NASA *Марс Одиссей* и предназначенного для исследования и картографирования нейтронного излучения поверхности Марса [9]. Эта научная аппаратура работает на орбите вокруг Марса с 2001 г. Таким образом, на орбитах Земли и Марса, начиная с 2007 г. параллельно работают два идентичных нейтронных монитора, позволяющих одновременно наблюдать вариации нейтронного фона, следить за долгопериодическими вариациями ГКЛ, и, используя различные позиции Земли и Марса на своих орбитах вокруг Солнца, смотреть под разными углами на сильные солнечные события. В состав обоих приборов входят три детектора (SD, MD, LD), собранные на основе газонаполненных (^3He) пропорциональных счетчиков нейтронов, окруженных экранами из кадмия и полиэтиленовыми обложками разной толщины. За счет реакции захвата теплового и эпитеплового нейтрона пропорцио-

нальный счетчик является эффективным детектором нейтронов с энергиями до нескольких сотен электронвольт. Оболочка из кадмия поглощает тепловые нейтроны с энергиями ниже 0.4 эВ. Полиэтилен (СН₂) за счет наличия водорода является эффективным замедлителем нейтронов высоких энергий. Поэтому увеличивая толщину полиэтиленовой оболочки можно существенно повысить эффективность регистрации быстрых нейтронов. Выбранная конфигурация детекторов SD, MD, LD обеспечивает регистрацию нейтронов в широком диапазоне вплоть до нескольких МэВ [2].

Четвертый детектор, входящий в состав приборов “БТН-Нейтрон” и ХЕНД, предназначен для регистрации нейтронов высоких энергий в диапазоне от 350 кэВ до 15 МэВ. Он представляет собой органический сцинтиллятор, изготовленный из кристалла стильбена (С₁₄Н₁₂), окруженный активной защитой от совпадений из кристалла CsI:Тl₃⁺. Быстрые нейтроны в стильбене регистрируются по протонам отдачи. Поскольку сцинтилляторы также эффективно регистрируют заряженные частицы и гамма-фотоны, для того, чтобы выделить нейтронный сигнал используется специальная методика. Формы импульсов в стильбене от протонов отдачи (нейтронный сигнал) и электронов (гамма-сигнал) существенно различаются, что позволяет электронике эффективно разделять тип регистрируемых частиц. Кроме этого, внешний сцинтилляционный детектор (CsI:Тl₃⁺) малочувствителен к нейтронам, но имеет высокую эффективность при регистрации гамма-лучей и заряженных частиц с энергиями выше 50 кэВ. За счет включения схемы анти-совпадений это дает возможность существенно подавить фон внешних протонов (ГКЛ, СКЛ, радиационные пояса). При установке блока БТН-МД на борту космической станции ось сцинтилляционного блока была ориентирована таким образом, чтобы часть кристалла стильбена, закрытая внешним детектором, смотрела в зенит, т.е. в открытое космическое пространство, а открытая часть в надир – в сторону Земли и основной массы космической станции. Таким образом, телесный угол, в котором доминируют протоны космических лучей, закрыт защитой от совпадений. В телесном угле, где нет защиты от совпадений, наибольший вклад дают нейтроны, произведенные протонами космических лучей в материалах станции. Использование сцинтилляционных детекторов расширило энергетический диапазон регистрируемых нейтронов до энергий в 15 МэВ.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ПРОЦЕДУРЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Научная аппаратура “БТН-Нейтрон” была установлена вне станции 23.XI.2006, а первые те-

стовые измерения и летные испытания начались 22.II.2007. В этой статье мы представляем данные, полученные за период с конца 2008 г. по конец 2019 г.

В соответствии с процедурами обработки данных [2] были учтены и скорректированы систематические инструментальные эффекты.

В нашем анализе мы работали с периодами спокойного солнца, поэтому из данных исключались сильные солнечные протонные события, во время которых фон может возрасти в десятки раз.

Детекторы, основанные на пропорциональных счетчиках, также способны регистрировать заряженные частицы, прежде всего протоны, способные вызвать ионизацию газа внутри счетчика, поэтому использовалась специальная методика анализа спектров, позволяющая выделять в этих детекторах нейтронный сигнал. Ее особенно важно применять при пролете магнитных аномалий и на высоких геомагнитных широтах, где фон заряженных частиц возрастает на порядки [2].

Ранее было обнаружено, что темп счета в детекторах зависит от температуры за счет температурного дрейфа коэффициента усиления. Эта зависимость достаточно хорошо описывается полиномом 2 степени, что позволяет сравнительно легко исключить ее из данных [2].

Используя процедуры обработки данных, мы постарались проанализировать и привести к одинаковым условиям измерений весь доступный набор данных “БТН-Нейтрон”. Это позволило провести поиск долгопериодических вариаций при пролете *МКС* над разными участками поверхности Земли.

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА В ОКРЕСТНОСТИ *МКС*

Нейтронный фон – это вторичное излучение, прежде всего возникающее при взаимодействии высокоэнергичных протонов с корпусом *МКС*. В предыдущих работах (см., например, [2, 7]) было показано, что пространственное распределение нейтронного фона при пролете над различными участками поверхности Земли крайне неоднородно и определяется конфигурацией магнитного поля Земли. Эту зависимость можно охарактеризовать с помощью параметра жесткости геомагнитного обреза. Он вводится как минимальное значение импульса заряженной частицы, необходимого для ее вертикального проникновения до поверхности Земли (см., например, [10–12]). Для проникновения на высоту орбиты *МКС* в экваториальных районах заряженная частица должна иметь высокую начальную энергию, поскольку ей требуется двигаться перпендикулярно магнитным силовым линиям, направленным в этих районах преимущественно параллельно земной

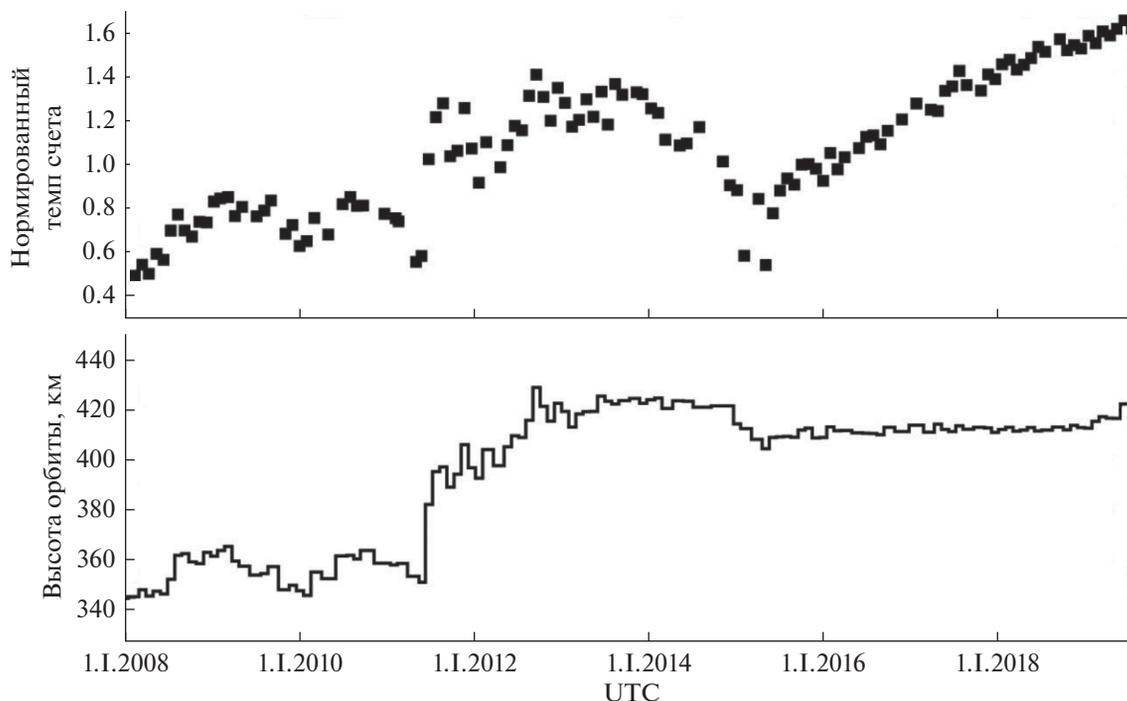


Рис. 1. Долгопериодические вариации нейтронного потока, измеренные НА “БТН-Нейтрон” при пролете над ЮАМА (верхний график) и их сопоставление с вариациями орбиты *МКС* (нижний график).

поверхности. В окрестностях магнитных полюсов частице достаточно иметь меньшую начальную энергию, т.к. магнитные силовые линии направлены под большим углом к поверхности Земли.

В целом можно выделить три области, где различие по наблюдаемому нейтронному потоку может достигать нескольких порядков. Наиболее низкие значения интенсивности нейтронного потока наблюдаются при пролете над экваториальными областями с жесткостью геомагнитного обрезания >10 ГВ. На высоких широтах, по мере приближения к магнитным полюсам, жесткость геомагнитного обрезания понижается до значений <1 ГВ, а нейтронный поток возрастает более чем на порядок [2, 7]. Наконец, максимальные значения интенсивности нейтронного потока наблюдаются в области ЮАМА. Здесь напряженность магнитного поля Земли падает до минимальных значений, а внутренний радиационный пояс с захваченными заряженными частицами опускается до высот всего в 200 км. Внутренний радиационный пояс населен большим количеством протонов с энергиями >100 МэВ, что достаточно для производства вторичных нейтронов в обшивке *МКС* при ее пролете через ЮАМА. Поэтому интенсивность потока нейтронов над этой областью в 10 раз превышает значения, которые наблюдаются на высоких геомагнитных широтах, и в 100 раз — данные измерений над экваториальными районами с высоким показателем жесткости геомагнитного обрезания.

Научная аппаратура “БТН-Нейтрон” работает на борту *МКС* уже более 12 лет, что позволяет использовать полученные данные для поиска, наблюдения и анализа долгопериодических вариаций нейтронного потока вокруг станции. Исходя из выше сказанного, этот анализ зависит от того за каким районом над поверхностью Земли ведется наблюдение.

При пролете над ЮАМА значимую роль играет высота орбиты. Плотность заряженных частиц здесь сильно меняется с высотой и даже небольшие коррекции орбиты *МКС* могут приводить к вариациям наблюдаемого потока заряженных частиц, и, соответственно, потока вторичных нейтронов в несколько раз. Так, небольшие изменения в средней высоте орбиты *МКС* вызывают существенные колебания темпа счета в нейтронных детекторах, а поднятие высоты орбиты *МКС* с 350 до 390 км в 2011 г. привело к тому, что нейтронный поток при пролете над ЮАМА возрос почти в два раза [2]. На рис. 1 показаны вариации нейтронного потока при пролете над ЮАМА за все время наблюдений БТН. Из этого рисунка хорошо видна высокая степень корреляции высоты орбиты станции и величины нейтронного потока. Она хорошо заметна в данных вплоть до середины 2015 г. После этого и до конца 2018 г. высота орбиты станции оставалась примерно постоянной (~410–415 км). Этот период частично захватил минимум и максимум солнечной активности внутри 24-го солнечного цикла. В данных, при

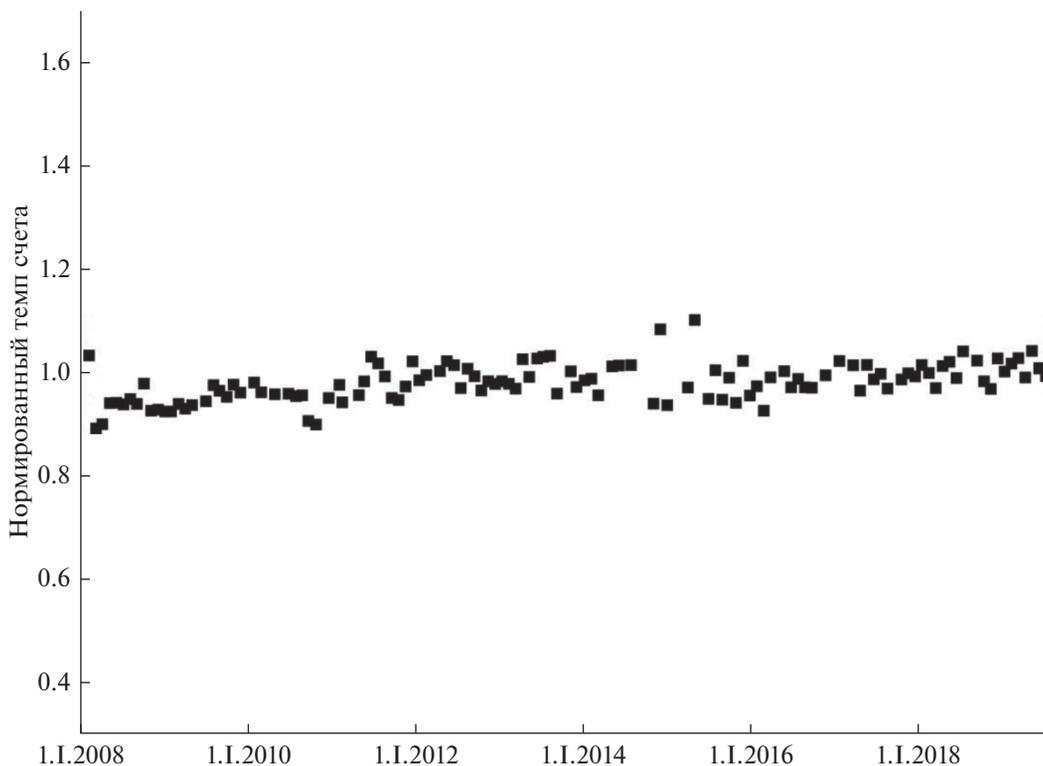


Рис. 2. Долгопериодические вариации нейтронного потока, измеренные НА “БТН-Нейтрон” при пролете над экваториальными районами Земли с высоким индексом геомагнитного обрезания.

пролетах над ЮАМА, это отразилось в виде монотонного роста, за счет увеличения потока ГКЛ в ходе солнечного цикла. Общая амплитуда вариаций на этом временном интервале, когда высота орбиты *МКС* оставалась примерно постоянной, составила примерно 1.6 раза (см рис. 1).

Зависимость долгопериодических вариаций вторичного нейтронного потока напрямую связана с солнечной модуляцией ГКЛ и проявляется в разной степени при пролете и над другими областями Земли, в зависимости от конфигурации магнитного поля Земли.

В гелиосфере частицы ГКЛ подвергаются воздействию межпланетных магнитных полей и солнечного ветра, и поэтому поток ГКЛ варьируется в течение 11-летнего солнечного цикла. Солнечная модуляция ГКЛ проявляется как антикорреляция потока ГКЛ и уровня солнечной активности (см., например, [13–17]). Наибольшее влияние солнечная модуляция оказывает на низкоэнергетичную часть спектра ГКЛ (<10 ГэВ). В течение максимума солнечной активности поток ГКЛ может существенно уменьшаться за счет вымывания низкоэнергетичных заряженных частиц (см., например, рис. 1 из [16]), приводя к соответствующему уменьшению потока вторичных частиц, произведенных ГКЛ в веществе планет и космических аппаратов. В этом спектральном диапазо-

не вариации потока ГКЛ могут составить несколько раз.

Таким образом, при пролетах *МКС* над экваториальными районами Земли с высоким индексом геомагнитного обрезания, наблюдаемые долгопериодические вариации должны иметь маленькую амплитуду. Это связано с тем, что сюда проникают только заряженные частицы ГКЛ с высокими энергиями, поток которых мало подвержен солнечной модуляции. Подтверждение данного вывода проиллюстрировано на рис. 2, где показаны вариации нейтронного потока, наблюдавшиеся при пролете экваториальных районов в интервале долгот от 80° в.д. до 140° в.д. с индексом геомагнитного обрезания ~15 ГВ. Хорошо видно, что в указанных районах поток нейтронов в течение всего периода наблюдений менялся в среднем не более чем на 10%.

С точки зрения поиска долгопериодических вариаций особый интерес представляют пролеты над высокоширотными областями с низким индексом геомагнитного обрезания, где находятся магнитные полюса Земли. На высоких широтах (~50° с.ш./ю.ш.), над которыми пролетает *МКС*, в зависимости от близости к магнитным полюсам, индекс геомагнитного обрезания может составлять 1–3 ГВ (см., например, [18]). Сюда могут проникать заряженные частицы ГКЛ низких энергий, поток которых в наибольшей степени зависит от

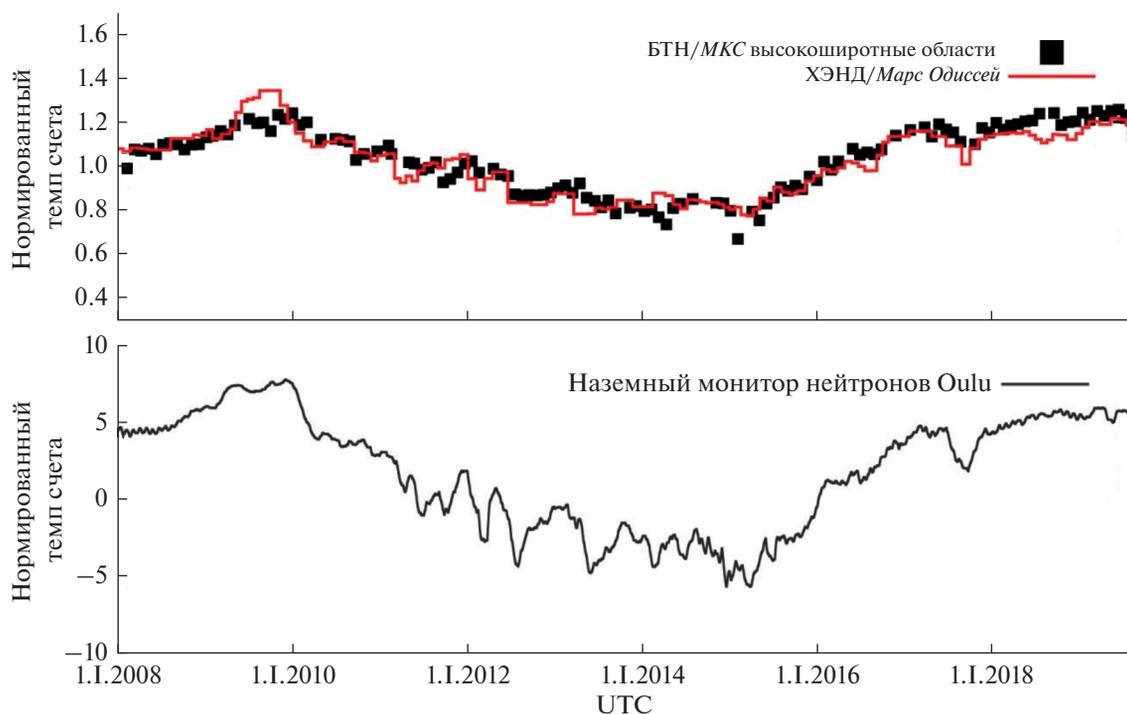


Рис. 3. Долгопериодические вариации нейтронного потока, измеренные НА “БТН-Нейтрон” при пролете над областями вокруг магнитных полюсов Земли (верхний график) и их сопоставление с данными наблюдений другого космического нейтронного монитора (прибор ХЭНД на борту КА *Марс Одиссей*, верхний график, красный цвет) и наземного нейтронного монитора в университете Oulu, Финляндия (нижний график).

солнечной модуляции. На рис. 3 (верхний график) показана кривая темпа счета нейтронов, усредненная по пролетам над северной и южной областями вокруг магнитных полюсов Земли. Хорошо видно, что представленный временной профиль демонстрирует существенные колебания (около полутора раз), которые коррелируют с одиннадцатилетним солнечным циклом, точнее с концом 23-го цикла (декабрь 2008) и большей частью 24-го цикла (заканчивается примерно в мае 2020). Благодаря длительной работе НА БТН на борту *МКС* удалось наблюдать два минимума солнечной активности (в конце 2009 г. и в конце 2018), а также один максимум (в 2014). Полученный профиль нейтронного потока мы сопоставили с другими наблюдениями вариаций потока ГКЛ. На рис. 3 (нижний график) представлен профиль приполярного наземного нейтронного монитора, установленного в университете Oulu, Финляндия (индекс геомагнитного обрезания 0.8 ГВ (см., например, <https://www.nmdb.eu/station/oulu/>), входящего в сеть наземных нейтронных мониторов, предназначенных для наблюдений вариаций потока ГКЛ. Из сопоставления приведенных на рис. 3 графиков следует, что оба временных профиля, построенных по данным измерений на поверхности и на орбите, хорошо согласуются друг с другом в части крупномасштабной переменности. При этом относительная амплитуда вариации, из-

меренная научной аппаратурой “БТН-Нейтрон” существенно выше, по сравнению с той, что наблюдалась по данным наземного нейтронного монитора Oulu. По всей видимости это связано с условиями измерений в космосе и на Земле. “БТН-Нейтрон” в основном регистрирует вторичные нейтроны произведенные заряженными частицами ГКЛ в корпусе *МКС* и в верхних частях земной атмосферы. Темп счета наземного нейтронного монитора определяется сверткой спектра ГКЛ и функцией выхода детектора, которая зависит и от эффективности выхода детектора, и от прохождения частиц ГКЛ через атмосферу с образованием вторичных частиц в атмосферных ливнях [19] и может давать меньшие вариации сигнала чем исходная модуляция ГКЛ.

Прибор ХЭНД, установленный на борту КА *Марс Одиссей*, и представляющий собой копию научной аппаратуры “БТН-Нейтрон” (см., выше описание научной аппаратуры “БТН-Нейтрон”), работал на орбите Марса параллельно с “БТН-Нейтрон”. Его данные мы также наложили на графике наблюдений на борту *МКС* и получили хорошее согласие как в долгопериодической переменности (совпадение основных минимумов и максимумов, перепад по амплитуде между ними), а также в большей части мелкомасштабных особенностей.

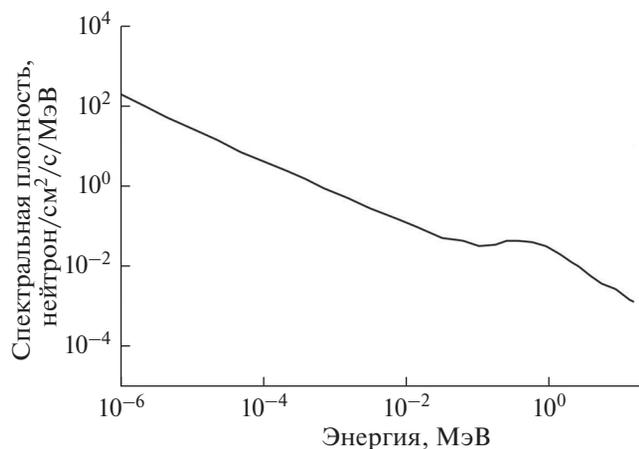


Рис. 4. Спектральная плотность нейтронного потока при пролете *МКС* над экваториальными районами с высоким индексом геомагнитного обрезания.

Таким образом, сравнительный анализ всех представленных данных позволяет изучить, насколько одинаково меняется поток ГКЛ во внутренней части солнечной системы на разных расстояниях от Солнца.

МОДЕЛЬНО-ЗАВИСИМОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА И ОЦЕНКА МОЩНОСТИ РАДИАЦИОННОЙ ДОЗЫ

Детекторы, входящие в состав НА “БТН-Нейтрон”, позволяют регистрировать нейтроны в широком диапазоне энергий (от 0.4 эВ до 15 МэВ). По полученным данным можно вычислить спектральную плотность нейтронного потока и затем оценить вклад нейтронной компоненты в полную дозу. Чтобы перейти от отсчетов в детекторе к спектру попадающих в него нейтронов, в общем случае необходимо решить сложное интегральное уравнение [2], где производится свертка определяемого спектра нейтронов с функцией чувствительности самого детектора.

Вместо решения такого уравнения, часто используют модельный подход, в рамках которого подбирается аналитическая функция со свободными параметрами, описывающая предполагаемую форму спектра. Детекторный блок “БТН-Нейтрон” установлен снаружи служебного модуля “Звезда”, так что значительную часть телесного угла поля зрения детекторов занимает сама *МКС*. Поэтому, большой вклад в измеряемый нейтронный поток дает собственный фон станции, произведенный протонами ГКЛ и протонами, захваченными в радиационных поясах Земли.

Функция, описывающая предполагаемую форму нейтронного спектра, подвергается опера-

ции “свертка” с функцией эффективности детекторов, чтобы получить модельный темп счета. С помощью процедуры минимизации функционала невязки модельного и измеренного спектров, ее свободные параметры варьируются до тех пор, пока модельные отсчеты наилучшим образом не совпадут с экспериментальными измерениями. Использование статистических критериев сравнения (например, критерий Пирсона) позволяют оценить, насколько предложенная модель с конкретными значениями параметров (проверяемая гипотеза) может быть принята в качестве адекватного описания данных (см., например, [2]).

В этой работе мы использовали результаты анализа, полученные в работах [2, 7], а также численные расчеты. Модельная форма спектра представлена на рис. 4, на котором в качестве примера показана спектральная плотность нейтронного потока для пролетов *МКС* над экваториальными районами.

Форма нейтронного спектра может быть условно разделена на три части. Самая низкоэнергичная часть спектра (не показана на рисунке) характеризуется диапазоном энергий много меньше 1 эВ и описывается распределением Максвелла нейтронов с тепловыми скоростями нейтронов.

Средняя часть спектра выше 1 эВ и до десятков кэВ описывается степенным законом, представляющей собой процесс замедления быстрых нейтронов в веществе *МКС* за счет реакций упругого и неупругого рассеяния.

Распределение нейтронов высоких энергий, начиная от 10 кэВ и заканчивая сотнями МэВ, имеет наиболее сложную структуру с наличием локальных минимумов и максимумов. Она объясняется наличием резонансов и пороговых реакций с ядрами мишени, а также спадающим хвостом нейтронов высоких энергий, непосредственно рожденных при взаимодействии заряженных частиц ГКЛ и вещества *МКС* в реакциях скалывания (spallation reaction).

С точки зрения радиационной обстановки наибольшую опасность представляют нейтроны именно высоких энергий, так как они эффективно замедляются, оставляя большую часть своей энергии в водородосодержащих средах (человеческое тело).

Космические нейтронные спектрометры, такие как “БТН-Нейтрон”, обычно предназначены для оценки амплитуды вариаций спектральной плотности нейтронного потока во времени и пространстве. Это необходимо для решения различных планетологических задач, чтобы, например, оценить как распределена вода по поверхности планеты или для оценки хода сезонных вариаций (как это делается для Марса в эксперименте ХЕНД). Поэтому такие приборы не проходили

Таблица 1. Оценки мощности нейтронной компоненты радиационной дозы для максимума и минимума солнечной активности (24-й солнечный цикл) при пролете *МКС* над различными областями

	Измерения во время максимума солнечной активности, мкЗв/ч	Измерения во время минимума солнечной активности, мкЗв/ч
Экваториальные области	0.184 ± 0.002 (0.47 ± 0.047)*	0.197 ± 0.002 (0.49 ± 0.049)
Высокоширотные области	1.31 ± 0.01 (3.5 ± 0.35)	2.03 ± 0.02 (5.1 ± 0.51)
ЮАМА	17.0 ± 0.8 (31.1 ± 3.11)	25.9 ± 1.1 (37.1 ± 3.71)
Средняя доза, мкЗв/день	25.1 ± 0.8 (66.7 ± 6.7)	35.3 ± 1.2 (76.2 ± 7.6)

* – в скобках показаны измерения болгарского дозиметра R3DR/R3DR2.

специальную наземную калибровку для измерения поглощенных доз. Тем не менее, имея экспериментальную абсолютную оценку спектральной плотности потока нейтронов, можно перейти к решению практических задач, в том числе к оценке эквивалентной дозы нейтронной компоненты радиационного фона. Для этого, в соответствии с общепринятыми нормами радиационной безопасности, можно использовать взвешивающие коэффициенты, которые определяют степень воздействия данного типа излучения на человеческие органы и позволяют оценить эквивалентную дозу на единичный поток нейтронов с данной энергией (см., например, [20] или нормы радиационной безопасности). Из зависимости взвешивающих коэффициентов для нейтронов от энергии следует, что различие в поражающем воздействии быстрых нейтронов с энергиями более 1 МэВ и тепловыми нейтронами составляет почти два порядка. В нашем анализе мы оценивали мощность эквивалентной дозы нейтронов (*D*) по следующей формуле:

$$D = \int_{E_1}^{E_2} \frac{dN}{dE}(E) g(E) dE, \quad (1)$$

где $\frac{dN}{dE}(E)$ – это спектральная плотность потока нейтронов, полученная по данным измерений “БТН-Нейтрон”, $g(E)$ – это функция, описывающая зависимость взвешивающих коэффициентов от энергии. В качестве пределов интегрирования брались значения от 0.4 эВ до 15 МэВ. Это энергетический диапазон, соответствующий чувствительности нейтронных детекторов “БТН-Нейтрон”. Именно для него была верифицирована зависимость $\frac{dN}{dE}(E)$.

Используя выражение (1), мы оценили мощность эквивалентной дозы нейтронной компоненты радиационного фона в окрестности *МКС* для разных периодов времени и пролетов над разными участками поверхности. С точки зрения временного анализа было проведено сравнение измерений для периодов максимума и минимума солнечной активности, так как существенные ва-

риации потока ГКЛ могли значимо изменить нейтронный поток и, соответственно, величину нейтронной дозы. Были выбраны два интервала времени с 1.I.2014 по 1.VII.2015 и с 1.I.2018 по 1.I.2019. Первый интервал соответствует минимуму, а второй – максимуму потока ГКЛ и вторичных нейтронов в ходе 24-го солнечного цикла. Кроме этого, были получены средние оценки мощности нейтронной дозы для различных областей: экваториальные области с высоким индексом геомагнитного обрезания (10–20 ГВ), области вокруг магнитных полюсов Земли с низким индексом геомагнитного обрезания (1–2 ГВ) и выделенная область ЮАМА, где из-за локальной особенности напряженности магнитного поля Земли радиационный пояс подходит близко к ее поверхности, существенно увеличивая плотность заряженных частиц (и, соответственно, вторичных нейтронов) на высотах орбиты *МКС*. Результаты оценок радиационных доз суммированы ниже в табл. 1.

Хорошо видно, что мощность нейтронной компоненты радиационной дозы сильно меняется при пролетах в окрестностях магнитных полюсов Земли. Можно оценить, что вариации мощности эквивалентной нейтронной дозы в этом случае достигают 1.5 раза, меняясь от 1.3 до 2.0 мкЗв/ч.

В предыдущем параграфе было также показано, что при пролетах над ЮАМА важную роль в модуляции величины вторичного нейтронного потока, возникающего в обшивке *МКС* из-за столкновений с заряженными частицами внутреннего радиационного пояса, играют изменения высоты орбиты станции. Это может приводить к вариациям нейтронного потока до 2 раз (см. рис. 1). Однако, начиная с апреля 2015 по январь 2019 г., средняя высота орбиты сохранялась почти постоянной, но при этом наблюдался существенный рост нейтронного потока. Как и в случае с магнитными полюсами, скорее всего это было связано с увеличением потока ГКЛ по мере приближения к минимуму солнечного цикла. В итоге, это привело к тому, что мощность эквивалентной нейтронной дозы над ЮАМА также возросла в 1.5 раза с 17 мкЗв/ч во время максимума солнеч-

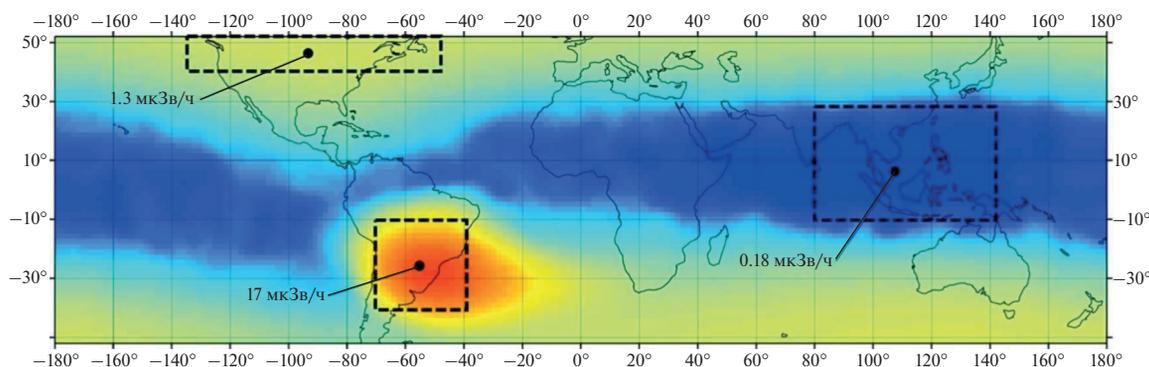


Рис. 5. Карта мощности нейтронной эквивалентной дозы, полученная по данным эксперимента “БТН-Нейтрон” за период 1.I.2014–1.VII.2015.

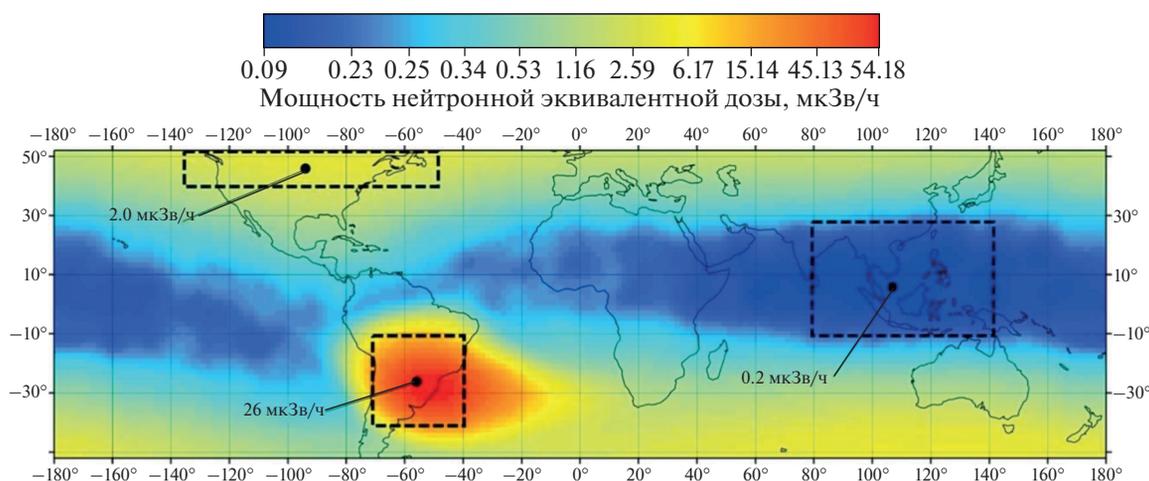


Рис. 6. Карта мощности нейтронной эквивалентной дозы, полученная по данным эксперимента “БТН-Нейтрон” за период 1.I.2018–1.I.2019.

ной активности до 26 мкЗв/ч во время минимума солнечной активности.

Наконец, над экваториальными районами с высоким индексом геомагнитного обрезания, куда проникают только самые энергичные частицы ГКЛ, изменения как потока ГКЛ, так и потока вторичных нейтронов практически не заметны (колеблются в пределах 10%). Поэтому и пересчет в мощность эквивалентной нейтронной дозы не приводит к большим изменениям. В среднем за все время наблюдений мощность эквивалентной нейтронной дозы над этими районами составляет 0.19 мкЗв/ч.

Чтобы оценить вклад пролетов над различными участками поверхности Земли в среднюю дозу, полученную космонавтами за большой период времени пребывания на орбите, мы построили карты (с разрешением 2 на 2 град. в диапазоне от широт от -51.5° до $+51.5^\circ$, где летает МКС) мощности нейтронных доз для минимума и максимума солнечной активности. Они показаны на рис. 5 и 6.

Обе карты отражают исходное распределение нейтронного потока. Наиболее низкие значения нейтронных доз ~ 0.1 мкЗв/ч наблюдаются при пролете над экваториальными областями с минимальными значениями нейтронного потока. При переходе на высокие геомагнитные широты мощность нейтронной дозы возрастает до значений 1–5 мкЗв/ч. Максимальные дозы, как и следовало ожидать, регистрируются при пролетах над ЮАМА. Они составляют 40–60 мкЗв/ч.

Используя построенные карты, можно оценить сколько времени МКС находилась над тем или иным участком поверхности и посчитать средневзвешенную дозу, полученную космонавтами в ходе минимума и максимума солнечной активности. Эти оценки также представлены на последней строке в табл. 1. Видно, что средняя мощность эквивалентной нейтронной дозы в ходе минимума солнечного цикла составляет порядка 35 мкЗв/день, а средняя мощность эквивалентной нейтронной дозы во время максимума солнечной активности опускается до 25 мкЗв/день.

Полученные данные можно сравнить с другими измерениями нейтронного фона, которые были сделаны внутри и снаружи *МКС*. Так, измерения, полученные с помощью нейтронных детекторов в рамках эксперимента BRADOS, установленных внутри модуля “Звезда”, составили 57 мкЗв/день для диапазона 0.2–20 МэВ [5] и 140 мкЗв/день для всего диапазона, с учетом нейтронов с энергиями в несколько сотен МэВ [6]. Наблюдаемые различия результатов этих двух экспериментов связаны с разными энергетическими диапазонами, а также с тем, что поток вторичных нейтронов внутри станции может быть выше за счет образования большого количества вторичных нейтронов в элементах конструкции внутри *МКС*. Оценки нейтронной компоненты радиационной дозы, полученные с помощью данных эксперимента “БТН-Нейтрон”, получены для диапазона 0.4 эВ–15 МэВ в соответствии с чувствительностью нейтронных детекторов, входящих в состав научной аппаратуры БТН. Вычисления показывают, что пересчет нейтронной дозы от диапазона 0.4 эВ–15 МэВ к диапазону 0.4 эВ–500 МэВ может увеличить мощность эквивалентной дозы до 3–4 раз за счет учета нейтронов высоких энергий, оказывающих наибольшее поражающее воздействие на человеческий организм. Таким образом, экстраполяция измерений “БТН-Нейтрон” вне станции указывает, что мощность нейтронной дозы может составлять 75–140 мкЗв/день, что в целом сопоставимо с измерениями, проведенными внутри станции.

Кроме сопоставления с измерениями, сделанными внутри станции, мы сравнили измерения “БТН-Нейтрон” с данными, полученными болгарскими дозиметрами R3DR и R3DR2 [21, 22], установленными на российском сегменте *МКС*, в непосредственной окрестности (на расстоянии 5–6 м) от “БТН-Нейтрон”. Они представляют собой компактные приборы для измерения солнечного излучения в ультрафиолетовом и видимом диапазоне (4 канала), а также ионизирующего излучения с помощью полупроводникового детектора (кремниевый PIN – диод производства Hamamatsu). Методика обработки данных этого эксперимента позволяет, в том числе, грубо выделять и нейтронную компоненту. Первые результаты сравнения мощности нейтронной компоненты радиационной дозы, измеренной прибором “БТН-Нейтрон” для максимума и минимума солнечной активности с аналогичными данными, полученными с помощью приборов R3DR и R3DR2, показаны в табл. 1. Так как научная аппаратура “БТН-Нейтрон” и R3DR/R3DR2 работали одновременно, то в качестве периода солнечного максимума для R3DR/R3DR2 выбран интервал с 1.V по 15.VI.2015, а качестве периода солнечного минимума – интервал с 11.VI по 20.VIII.2010. Из табл. 1 видно, что наиболее близкие значения наблюдаются в области ЮАМА, где

разница составляет менее 2 раз. В экваториальных и высокоширотных областях мощность нейтронной компоненты радиационной дозы, измеренная болгарскими дозиметрами, примерно в 2–3 раза больше, чем измерения “БТН-Нейтрон”. Одним из важных факторов здесь является только примерная оценка нейтронного сигнала, так как R3DR и R3DR2 были изначально спроектированы для измерения дозы от ионизированных частиц, а не от нейтронов. Нейтронный сигнал оценивается как разница между полным темпом счета и вкладом от заряженных частиц. Кроме этого, как и в случае с экспериментом BRADOS, наблюдаемое различие также связано с различной чувствительностью по энергии. Наземные калибровки показали, что порог регистрации нейтронов в приборах R3DR и R3DR2 составляет ~1 МэВ, а верхняя граница может составлять около 50 МэВ. Это существенно более широкий диапазон, нежели чем у “БТН-Нейтрон”, что может увеличивать измеряемую дозу до двух раз. При этом для измерений над ЮАМА различие между двумя экспериментами меньше, так как основной вклад в измерения могут давать нейтроны более низких энергий, примерно одинаково наблюдаемые в экспериментах “БТН-Нейтрон” и R3DR/R3DR2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были проанализированы данные космического эксперимента “БТН-Нейтрон”, проводимого на борту российского модуля “Звезда” *Международной космической станции*. Основная цель исследований заключалась в поиске и анализе долгопериодических вариаций нейтронного потока в диапазоне энергий от 0.4 эВ до 15 МэВ в окрестности станции за период с 2008 по 2019 гг. Двенадцать лет непрерывной работы научной аппаратуры “БТН-Нейтрон” позволили оценить, насколько сильно менялся нейтронный поток с изменением солнечной активности, в том числе при переходе от минимума к максимуму солнечной активности в ходе последнего, 24-го, солнечного цикла. Было показано, что можно выделить три больших географических района, где вариации нейтронного потока ведут себя по-разному: 1) экваториальный район с высоким индексом геомагнитного обреза; 2) области в окрестностях магнитных полюсов Земли; 3) область ЮАМА. В первом случае наблюдаемые вариации за время работы научной аппаратуры БТН составили не более 10%, что объясняется высоким индексом геомагнитного обреза, благодаря чему в эту область проникают только самые высокоэнергетичные частицы ГЛ, слабо зависящие от вариаций межпланетного магнитного поля в гелиосфере. Здесь наблюдается самый низкий поток вторичных нейтронов и, соответственно, самые низкие

показатели радиационного фона. Мощность нейтронной компоненты в этих районах составляет всего ~ 0.1 мкЗв/ч. В районе магнитных полюсов индекс геомагнитного обрезания падает до 1–3 ГВ, поэтому здесь существенно возрастает поток заряженных частиц (за счет проникания низкоэнергичной компоненты ГКЛ) и поток вторичных нейтронов, генерируемых в обшивке МКС. Амплитуда вариаций нейтронного потока и мощности нейтронной компоненты в ходе солнечного цикла составляют здесь до 70%, а нейтронный фон в среднем колеблется в диапазоне 1.3–2.0 мкЗв/ч. Наконец, при пролетах над областью ЮАМА наблюдается самый большой поток заряженных частиц за счет их проникновения из внутреннего радиационного пояса. Это приводит к большому потоку вторичных нейтронов, который превышает экваториальные значения дозы больше чем на два порядка. Определяющую роль в наблюдаемых вариациях играет изменение высоты орбиты станции. Повышение высоты орбиты на несколько десятков километров может привести к увеличению потока вторичных нейтронов до двух раз. В те же моменты, когда высота орбиты постоянна, основной вклад, как и в случае окрестностей магнитных полюсов, вносят вариации потока ГКЛ. По данным эксперимента “БТН-Нейтрон” было обнаружено, что вариации потока вторичных нейтронов в области ЮАМА между минимумом и максимумом солнечного цикла составляют 1.6 раза. Это привело к тому, что мощность нейтронной дозы возросла с 17 до 26 мкЗв/ч.

Чтобы оценить, насколько в среднем менялась радиационная обстановка в ходе 24-го солнечного цикла, были построены карты мощности нейтронной дозы для минимума (1.I.2018–1.I.2019) и максимума солнечной активности (1.I.2014–1.VII.2015). Было обнаружено, что с учетом времени пролета МКС над различными областями мощность нейтронной дозы составляет в среднем 25 мкЗв/день для солнечного максимума и 35 мкЗв/день для солнечного минимума. Эти измерения получены для диапазона чувствительности детекторов научной аппаратуры “БТН-Нейтрон” от 0.4 эВ до 15 МэВ. Экстраполяция в диапазон энергий нейтронов до нескольких сотен МэВ показывает, что доза может увеличиться в 3–4 раза до значений 75–140 мкЗв/день, что сопоставимо с другими измерениями нейтронного фона, сделанными внутри и снаружи МКС.

В части обработки данных эксперимента “БТН-Нейтрон” работа была поддержана Министерством науки и высшего образования РФ, грант АААА-А18-118012290370-6.

В статье также используются общедоступные данные измерений болгарских дозиметров типа Liulin (см. <http://esapro.space.bas.bg/database>),

подготовленные при поддержке ЕКА, контракт № 4000117692/16/NL/NDe (финансируется Правительством Болгарии в рамках контракта ESA в рамках PECS). Обработка и анализ этих данных также поддержаны Соглашением между РАН и БАН “Фундаментальные космические исследования” и Болгарским научным фондом (проект № 129, двусторонний проект Болгария-Россия 2018-2019).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Третьяков В.И. и др.* Первый этап космического эксперимента “БТН-Нейтрон” на борту российского сегмента *Международной космической станции* // Космич. исслед. 2010. Т. 48. № 6. С. 293–307.
2. *Литвак М.Л. и др.* Наблюдение пространственных и временных вариаций спектральной плотности нейтронного потока вне российского сегмента *Международной космической станции* по данным космического эксперимента “БТН-НЕЙТРОН” // Космич. исслед. 2017. Т. 55. № 2. С. 116–130.
3. *Köhler J. et al.* Measurements of the neutron spectrum in transit to Mars on the Mars science laboratory // *Life Sci. Space Res.* 2015. V. 5. P. 6–12.
4. *Litvak M.L. et al.* Mars neutron radiation environment from HEND/Odyssey and DAN/MSL observations // *Planetary Space Science.* 2020. V. 184. P. 104866.
5. *Palfalvi J.K. et al.* Cosmic ray studies on the ISS using SSNTD, BRADOS projects, 2001–2003 // *Radiat. Meas.* 2005. V. 40. P. 428–432.
6. *Shurshakov V.A. et al.* Evaluation of the spectrometric and dose characteristics of neutron fields inside the Russian segment of the ISS by fission detectors // *Cosmic research.* 2016. V. 54. P. 111–117.
7. *Koshiishi H. et al.* Evaluation of the neutron radiation environment inside the *International Space Station* based on the Bonner Ball Neutron Detector experiment // *Radiation Measurements.* 2007. V. 42. P. 1510–1520.
8. *Koga K. et al.* Measurement of high-energy neutrons at ISS by SEDA-AP // *Astrophys. Space Sci. Trans.* 2011. V. 7. P. 411–416.
9. *Mitrofanov I.G. et al.* Maps of Subsurface Hydrogen from the High Energy Neutron Detector, Mars Odyssey // *Science.* 2001. V. 297. P. 78–81.
10. *Herbst K. et al.* Influence of the terrestrial magnetic field geometry on the cutoff, rigidity of cosmic ray particles // *Ann. Geophys.* 2013. V. 31. P. 1637–1643.
11. *Shea M.A., Smart D.F.* Estimating cosmic ray vertical cutoff rigidities as a function of the McIlwain L-parameter for different epochs of the geomagnetic field // *Phys. Earth Planet. Int.* 1986. V. 48. P. 200–205.
12. *Pilchowski J. et al.* On the definition and calculation of a generalised McIlwain parameter // *Astrophys. Space Sci.* 2010. V. 6. P. 9–17.
13. *Gleeson L.J., Axford W.I.* Solar modulation of galactic cosmic rays // *Astrophys. J.* 1968. V. 154. P. 1011.

14. *Caballero-Lopez R.A., Moraal H.* Limitations of the force field equation to describe cosmic ray modulation // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. P. A01101.
15. *Scherer K. et al.* Interstellar-terrestrial relations: Variable cosmic environments, the dynamic heliosphere, and their imprints on terrestrial archives and climate // *Space Sci. Rev.* 2006. V. 127. P. 327–465.
16. *Usoskin I.G. et al.* Heliospheric modulation of cosmic rays: Monthly reconstruction for 1951–2004 // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. P. A12108.
17. *Usoskin I.G. et al.* Solar modulation parameter for cosmic rays since 1936 reconstructed from ground-based neutron monitors and ionization chambers // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. A02104.
18. *Gerontidou M., Katzourakis N., Mavromichalaki H. et al.* World grid of cosmic ray vertical cut-off rigidity for the last decade // *Advances in Space Research.* 2021. V. 67. P. 2231–2240.
19. *Clem J.M., Dorman L.I.* Neutron monitor response functions // *Space Science Reviews.* 2000. V. 93. P. 335–359.
20. *International Commission on Radiation Units and Measurements.* Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation. ICRU Report 57. Bethesda, Maryland. ICRU (1998).
21. *Dachev T.P., Horneck G., Häder D.P. et al.* EXPOSE-R cosmic radiation time profile // *J. Astrobiology.* 2015. V. 14. P. 17–25.
<https://doi.org/10.1017/S1473550414000093>
22. *Dachev T.P., Bankov N.G., Tomov B.T. et al.* Overview of the ISS radiation environment observed during the ESA EXPOSE-R2 mission in 2014–2016 // *Space Weather.* 2017. V. 15. P. 1475–1489.
<https://doi.org/10.1002/2016SW001580>

УДК 629.78

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ АСТЕРОИДА С ПОМОЩЬЮ ГРУППЫ МАЛЫХ АППАРАТОВ

© 2022 г. М. Ю. Воронина¹, *, М. Г. Ширококов¹¹Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

*voronina.miu@phystech.edu

Поступила в редакцию 06.09.2021 г.

После доработки 15.10.2021 г.

Принята к публикации 24.11.2021 г.

В работе предлагается методика определения параметров гравитационного поля астероида с помощью группы аппаратов. Гравитационное поле астероида описывается моделью сферических гармоник и характеризуется коэффициентами Стокса и гравитационным параметром тела. Группа аппаратов состоит из материнского и дочерних космических аппаратов. Траекторными измерениями являются расстояние и радиальная скорость между материнским и каждым дочерним аппаратом. Предложенная методика апробируется на примерах уже изученных астероидов Эрос и Итокава. Исследуется точность определения параметров гравитационного поля в зависимости от ошибок траекторных измерений. Исследуется возможность улучшения точности расчета параметров гравитационного поля с помощью увеличения числа дочерних аппаратов в группе.

DOI: 10.31857/S0023420622030104

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия растет интерес к исследованию астероидов. Было совершено множество космических миссий, среди которых можно выделить миссии с выходом на орбиту (миссии *Dawn* [1], *NEAR Shoemaker*) [2], мягкой посадкой (*NEAR Shoemaker*) и забором грунта астероида (миссии *Hayabusa* [3], *Hayabusa-2* [4], *OSIRIS-Rex* [5]). В рамках миссии *OSIRIS-Rex* успешно выполнен забор грунта с астероида Бенну в октябре 2020 г. Интерес к исследованию астероидов обусловлен тем, что они могут служить ключом к получению важной информации о раннем строении Солнечной системы и Вселенной в целом, содержат в себе полезные ископаемые и являются потенциально опасными объектами.

Астероиды различаются по форме и размеру между собой. Некоторые из них имеют форму близкую к сферически симметричной (например, астероид Веста), форма других сильно вытянута (например, Эрос, Итокава). Размеры астероидов варьируются от нескольких метров до нескольких сотен километров. Разнообразие формы и размеров астероидов приводит к разнообразию динамики орбитального движения вокруг них. Построение точной модели гравитационного поля астероида является важнейшей задачей при проектировании и проведении космических миссий по их исследованию.

В настоящий момент существует множество моделей гравитационного поля тел различной формы, в частности модель сферических и эллиптических гармоник [6], полиэдральная модель тела с постоянной плотностью [7], модель точечной массы [8]. Каждая из моделей обладает рядом преимуществ и недостатков. Например, модель сферических гармоник имеет простой вид и не требует больших вычислительных мощностей в сравнении с полиэдральной моделью, но она плохо отражает гравитационное поле вблизи к поверхности тела. Напротив, полиэдральная модель и модель точечной массы определяют гравитационное поле тела вблизи поверхности тела с высокой точностью, но требуют большой вычислительной мощности по сравнению с моделью сферических гармоник.

Исходными данными для построения модели гравитационного поля тела могут быть измерения положения и скорости КА на орбите вокруг тела, относительные положения и радиальные скорости между несколькими КА, визуальные наблюдения поверхности тела и др. Существует множество методик определения параметров гравитационного поля. Например, исследовать поле можно с помощью интеграла энергии [9]. На практике широко применяется метод определения параметров поля с помощью решения задачи минимизации специально выбранной целевой функции. Оптимизируемыми переменными целевой функции являются параметры модели гра-

витационного поля, а сама функция представляет собой невязку траекторных измерений и аналогичных измерений, полученных в уточняемой модели гравитационного поля. Данный метод был введен У. Каулой для исследования гравитационного поля Земли [10].

Эффективность методов определения гравитационного поля тела существенно зависит от точности траекторных измерений. Отметим, что в миссиях *GRACE* [11] и *GRAIL* [12] проблема точности траекторных измерений решалась с использованием межспутниковой навигации. Это позволило исключить нежелательные возмущения и получить траекторные измерения с недостижимой ранее точностью. В статье [13] было произведено теоретическое исследование гравитационного поля Земли группой двух и четырех КА. Исследование показало, что применение группы четырех КА позволяет определять параметры поля точнее, чем при использовании группы двух аппаратов. Итак, приведенные выше исследования показали, что межспутниковая навигация гораздо точнее, чем навигация через связь с Землей или оптические наблюдения. Применение групп двух и более аппаратов к задачам исследования гравитационного поля удаленных космических тел может существенно улучшить точность определяемых характеристик.

Целью данной работы является исследование методики определения гравитационного поля астероида группой двух и более аппаратов. Группа состоит из материнского и дочерних аппаратов. Траекторными измерениями являются расстояние и радиальная скорость между материнским и дочерними КА. В работе исследована зависимость точности определения параметров гравитационного поля от ошибок траекторных измерений. Кроме того, исследована возможность уточнить определяемые параметры с помощью увеличения числа аппаратов в группе. Предложенная в данной работе методика рассматривается на примерах исследования гравитационного поля астероидов Эрос и Итокава, чьи гравитационные поля были изучены в миссиях *NEAR Shoemaker* [14] и *Hayabusa* [15] соответственно.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Группа аппаратов движется вокруг астероида. Группа состоит из материнского аппарата и дочерних аппаратов. В процессе движения управление аппаратами не рассматривается, поскольку считается, что оно отсутствует на этапе первоначального исследования астероида. Траекторными измерениями являются расстояние и радиальная скорость, которые формируются с помощью межспутниковой навигации между материнским и каждым из дочерних КА. Считается, что тело астероида не влияет на межспутниковую связь. Аппараты

движутся в поле силы гравитационного притяжения астероида, Солнца и планет Солнечной системы, а также силы давления солнечного излучения. Гравитационное поле астероида определяется моделью сферических гармоник.

Определим динамику движения аппаратов. Для расчета точного положения массивных тел Солнечной системы используется эфемеридная модель движения DE430 [16]. В ней основной системой координат является Международная небесная система координат (МНСК). В МНСК введем постоянно ориентированную в пространстве систему координат (СК), связанную с астероидом. Начало СК лежит в центре масс астероида, а оси направлены вдоль главных осей инерции. Такую СК будем считать кёниговой поскольку движение аппаратов рассматривается в течении короткого, относительно периода орбиты астероида, интервала времени. Ориентация кёниговой системы координат (КСК) относительно МНСК задается с помощью значений углов прямого восхождения и склонения полюса астероида.

Поскольку в работе исследуется методика, то для упрощения расчетов примем несколько допущений. Во-первых, угловая скорость вращения астероида считается постоянной по направлению и значению. Тогда положение КА относительно поверхности астероида определяется с помощью матрицы поворота. Во-вторых, направление вектора нормали к поверхности аппарата всегда совпадает с направлением на Солнце. Влияние тени от астероида на освещенность поверхности КА не учитывается. Аппараты имеют форму параллелепипеда.

Уравнения движения аппарата в ИСК с учетом гравитационного притяжения N тел Солнечной системы и силы светового давления имеют вид:

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{r}} = \mathbf{v} \\ \dot{\mathbf{v}} = \nabla_{xyz} U - \sum_{i=1}^N \mu_i \left(\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|^3} + \frac{\mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_i|^3} \right) + \mathbf{a}_{SRP} \end{cases}, \quad (1)$$

где $[\mathbf{r}; \mathbf{v}]$ – фазовый вектор аппарата, U – силовая функция гравитационного поля астероида, μ_i – гравитационный параметр i -го тела Солнечной системы, \mathbf{r}_i – его радиус-вектор, \mathbf{a}_{SRP} – ускорение за счет силы давления солнечного излучения.

В общем виде силовая функция гравитационного поля астероида в точке имеет вид:

$$U(r, \theta, \varphi) = \frac{\mu}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R^*}{r} \right)^n P_{nm}(\sin \theta) \times [C_{nm} \cos(m\varphi) + S_{nm} \sin(m\varphi)], \quad (2)$$

где (r, θ, φ) – положение точки в сферической системе координат, μ – гравитационный параметр астероида, R^* – радиус аппроксимирующей сфе-

ры, $P_{nm}(\sin \theta)$ – присоединенная функция Лежандра порядка n и степени m , а C_{nm} и S_{nm} – коэффициентами перед гармониками гравитационного поля (коэффициенты Стокса).

Уравнение ускорения за счет силы давления солнечного излучения выражается формулой:

$$\mathbf{a}_{SRP} = -\frac{S_0}{c} \left(\frac{AU}{|\mathbf{r}_{sun}|} \right)^2 \cdot S_M \cdot \hat{\mathbf{r}}_s \left[\frac{1}{3} \alpha (2 + \mu) - 1 \right], \quad (3)$$

где $S_0 = 1361 \text{ Вт/м}^2$ – солнечная постоянная, $AU = 149597870.7 \text{ км}$ – астрономическая единица, $c = 2.99792458 \cdot 10^5 \text{ км/с}$ – скорость света, $|\mathbf{r}_{sun}|$ – расстояния от аппарата до Солнца, S_M – отношения площади к массе КА, $\hat{\mathbf{r}}_s$ – вектор направления от аппаратная Солнце, α, μ – коэффициенты отражения и зеркальности соответственно [17].

Через заданные интервалы времени рассчитывается расстояние и радиальная скорость между материнским и каждым дочерним аппаратом по формулам:

$$\begin{aligned} \rho_{ij} &= \sqrt{(\mathbf{r}_{ij} - \mathbf{r}_j^{chief})^T (\mathbf{r}_{ij} - \mathbf{r}_j^{chief})}, \\ \dot{\rho}_{ij} &= \frac{1}{\rho_{ij}} (\mathbf{v}_{ij} - \mathbf{v}_j^{chief})^T (\mathbf{r}_{ij} - \mathbf{r}_j^{chief}), \end{aligned} \quad (4)$$

где ρ_{ij} и $\dot{\rho}_{ij}$ – расстояние и радиальная скорость между i -м дочерним аппаратом в j -ый момент времени, $[\mathbf{r}_i; \mathbf{v}_i]$ – фазовый вектор i -го дочернего аппарата, $[\mathbf{r}^{chief}; \mathbf{v}^{chief}]$ – фазовый вектор материнского КА. Значения ρ_{ij} и $\dot{\rho}_{ij}$ образуют множество траекторных измерений $D = \{\rho_{ij}, \dot{\rho}_{ij}\}$.

Задача определения гравитационного поля астероида сводится к задаче определения коэффициентов Стокса и гравитационного параметра тела по данным траекторных измерений. Для этого ставится оптимизационная задача

$$J(\mathbf{p}) \rightarrow \min, \quad (5)$$

где $\mathbf{p} = [C_{nm}; S_{nm}; \mu]$. Целевая функция $J(\mathbf{p})$ зависит от данных измерений $\{\rho_{ij}^{dat}, \dot{\rho}_{ij}^{dat}\}$, моделируемых измерений $\{\rho_{ij}(\mathbf{p}), \dot{\rho}_{ij}(\mathbf{p})\}$ и имеет вид:

$$\begin{aligned} J(\mathbf{p}) &= \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^{N_i} (\rho_{ij}(\mathbf{p}) - \rho_{ij}^{dat})^2 + \\ &+ \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^{N_i} (\dot{\rho}_{ij}(\mathbf{p}) - \dot{\rho}_{ij}^{dat})^2, \end{aligned} \quad (6)$$

где i – номер дочернего аппарата, j – номер измерения, k – количество дочерних КА, N_i – количество измерений на орбите.

Итак, мы определили модель движения аппаратов и сформулировали оптимизационную зада-

Таблица 1. Параметры орбит и аппаратов

Параметр	Эрос	Итокава
R , км	50	1.5
i , град	85	85
T_{orbit} , ч	29.2	66
T , ч	29.2	33
$S_{M,chief}$, м ² /кг	10 ⁻¹	10 ⁻²
S_M , м ² /кг	10 ⁻⁵	10 ⁻⁵

чу, решая которую возможно оценить параметры модели гравитационного поля астероида. Существует несколько важных аспектов, влияющих на работу и эффективность предлагаемого метода:

1. инициализация начального фазового вектора аппаратов, момента времени и числа аппаратов в группе,

2. моделирование ошибок траекторных измерений,

Эти аспекты задачи рассматриваются в следующем разделе.

3. АСПЕКТЫ ЗАДАЧИ

3.1. Инициализация начального фазового вектора аппаратов, момента времени и числа аппаратов в группе

Начальный фазовый вектор материнского аппарата выбирается так, что орбита имеет характеристики, представленные в табл. 1. В ней R – радиус орбиты, i – наклонение орбиты, T_{orbit} – период орбитального движения. Начальный фазовый вектор дочерних аппаратов рассчитывается как случайное независимое отклонение от начального фазового вектора материнского аппарата

$[\mathbf{r}_0^{chief}; \mathbf{v}_0^{chief}] = \mathbf{x}_0^{chief}$ подчиненное нормальному закону распределения $N(\mathbf{x}_0^{chief}, \sigma_{deputy,0}^2)$. Значения

среднеквадратичного отклонения $\sigma_{deputy,0}^2$ по положению составляют 5% от расстояния R и 10% от модуля вектора начальной скорости. Аппараты движутся вокруг астероида в течение времени T . $S_{M,chief}$ и S_M являются значениями отношения площади к массе материнского и дочерних КА соответственно.

Начальный момент времени движения аппарата для обоих астероидов соответствует 1.1.2020.

При формировании данных траекторных измерений и при расчете параметров гравитационного поля используются одинаковые начальные фазовые векторы дочерних аппаратов, а начальный фазовый вектор материнского аппарата отличается на величину ошибки навигации, которая приводится в следующем подразделе.

3.2. Моделирование ошибок траекторных измерений

Ошибки измерений моделируются как независимые случайные отклонения от истинных значений переменных и подчиненные нормальному закону распределения с нулевым средним и некоторой дисперсией $N(0, \sigma^2)$. При этом к каждому значению расстояния и радиальной скорости между аппаратами добавляется ошибка $N(0, \sigma^2(\rho, \dot{\rho}))$ и получается множество траекторных измерений $\{\rho_{ij}^{dat}, \dot{\rho}_{ij}^{dat}\}$. Для исследования точности расчета параметров гравитационного поля при различных значениях ошибок траекторных измерений среднеквадратичное отклонение определим как некоторое число, умноженное на коэффициент K_1 . Тогда значения среднеквадратичных отклонений равны:

$$\sigma(\rho) = 3 \cdot 10^{-3} K_1 \text{ км}, \quad \sigma(\dot{\rho}) = 0.05 K_1 \text{ мм/с},$$

где K_1 принимает значения от 10^{-4} до 10^3 .

4. МЕТОД РЕШЕНИЯ ОПТИМИЗАЦИОННОЙ ЗАДАЧИ

Поставленная в разделе 2 оптимизационная задача (5) решается в среде MATLAB методом Левенберга–Марквардта [20] функцией “lsqnonlin”. Функция “lsqnonlin” создана для решения нелинейных задач, целевая функция которых представлена в виде суммы квадратов невязок. Для работы с “lsqnonlin” требуется записать целевую функцию в виде вектора, размер которой должен превышать или быть равным числу переменных в задаче оптимизации. Также функция “lsqnonlin” требует задание ограничений на значения переменных целевой функции.

Реализованный в функции “lsqnonlin” метод Левенберга–Марквардта требует задания градиента целевой функции. Обозначим первый и второй члены целевой функции $J_{1,ij}$ и $J_{2,ij}$ соответственно

$$J(\mathbf{p}) = \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^{N_i} (J_{1,ij}(\mathbf{p}))^2 + \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^{N_i} (J_{2,ij}(\mathbf{p}))^2, \quad (7)$$

где

$$J_{1,ij}(\mathbf{p}) = \rho_{ij}(\mathbf{p}) - \rho_{ij}^{dat}, \quad J_{2,ij}(\mathbf{p}) = \dot{\rho}_{ij}(\mathbf{p}) - \dot{\rho}_{ij}^{dat}. \quad (8)$$

Распишем матрицу первых производных:

$$\frac{\partial J_{1,ij}}{\partial \mathbf{p}} = \frac{\partial J_{1,ij}}{\partial \mathbf{r}_j^{chief}} \left[\frac{\partial \mathbf{r}_j^{chief}}{\partial \mathbf{p}} - \frac{\partial \mathbf{r}_{ij}}{\partial \mathbf{p}} \right],$$

$$\frac{\partial J_{2,ij}}{\partial \mathbf{p}} = \frac{\partial J_{2,ij}}{\partial \mathbf{r}_j^{chief}} \left[\frac{\partial \mathbf{r}_j^{chief}}{\partial \mathbf{p}} - \frac{\partial \mathbf{r}_{ij}}{\partial \mathbf{p}} \right] + \frac{\partial J_{2,ij}}{\partial \mathbf{v}_j^{chief}} \left[\frac{\partial \mathbf{v}_j^{chief}}{\partial \mathbf{p}} - \frac{\partial \mathbf{v}_{ij}}{\partial \mathbf{p}} \right], \quad (9)$$

где $\frac{\partial J_{1,ij}}{\partial \mathbf{r}_j^{chief}}, \frac{\partial J_{2,ij}}{\partial \mathbf{r}_j^{chief}}, \frac{\partial J_{2,ij}}{\partial \mathbf{v}_j^{chief}}$ выражаются следующим образом:

$$\frac{\partial J_{1,ij}}{\partial \mathbf{r}_j^{chief}} = \frac{(\mathbf{r}_j^{chief} - \mathbf{r}_{ij})^T}{\rho}, \quad \frac{\partial J_{2,ij}}{\partial \mathbf{r}_j^{chief}} = \frac{(\mathbf{v}_j^{chief} - \mathbf{v}_{ij})^T}{\rho^2} - \frac{(\mathbf{v}_j^{chief} - \mathbf{v}_{ij})^T (\mathbf{r}_j^{chief} - \mathbf{r}_{ij}) (\mathbf{r}_j^{chief} - \mathbf{r}_{ij})^T}{\rho^3}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial J_{2,ij}}{\partial \mathbf{v}_j^{chief}} = \frac{(\mathbf{r}_j^{chief} - \mathbf{r}_{ij})^T}{\rho}.$$

Производные $\frac{\partial \mathbf{r}_j^{chief}}{\partial \mathbf{p}}, \frac{\partial \mathbf{r}_{ij}}{\partial \mathbf{p}}, \frac{\partial \mathbf{v}_j^{chief}}{\partial \mathbf{p}}, \frac{\partial \mathbf{v}_{ij}}{\partial \mathbf{p}}$ определяются из решения уравнений в вариациях:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \mathbf{p}} \right) &= \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{x}} \left(\frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \mathbf{p}} \right) + \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{p}} \\ \mathbf{x}(t_0) &= \mathbf{O}_{6 \times s}, \end{aligned} \right. \quad (11)$$

где

$$\mathbf{x} = [\mathbf{r}; \mathbf{v}],$$

$$\mathbf{f} = \left[\mathbf{v}; \nabla_{xyz} U - \sum_{i=1}^N \mu_i \left(\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|^3} + \frac{\mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_i|^3} \right) + \mathbf{a}_{SRP} \right], \quad (12)$$

$\mathbf{O}_{6 \times s}$ – матрица нулей, s – число переменных целевой функции.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Начальное приближение для метода оптимизации представляет собой вектор, состоящий из нулей (начальное приближение коэффициентов Стокса) и μ_0 (начальное приближение значения гравитационного параметра):

$$\mathbf{p}_0 = [\mathbf{O}_{(s-1) \times 1}; \mu_0], \quad (13)$$

где оптимизационная процедура сходится при $\mu_{0,Eros} = 0.3\mu_{Eros} - 1.4\mu_{Eros}$ для Эроса и $\mu_{ItoKawa,0} = 0.1\mu_{ItoKawa} - 2\mu_{ItoKawa}$ для Итокавы, μ_{Eros} и $\mu_{ItoKawa}$ известны из публикаций [14, 15].

Из [14] и [15] можно видеть, что значения параметров гравитационного поля имеют разный порядок по величине. Для удобства интерпретации результатов всюду в данной работе точность расчета переменных целевой функции определяется модулем относительной погрешности измерений $\delta \mathbf{p}$, выраженный в процентах, которая представляет собой вектор размерности s , j -й компонент которого вычисляется по формуле:

$$\delta p_j = \frac{|p_{dat,j} - p_j|}{p_{dat,j}} \cdot 100\%, \quad (14)$$

где $p_{dat,j}$ – параметр гравитационного поля [14, 15], p_j – параметр в определяемом поле.

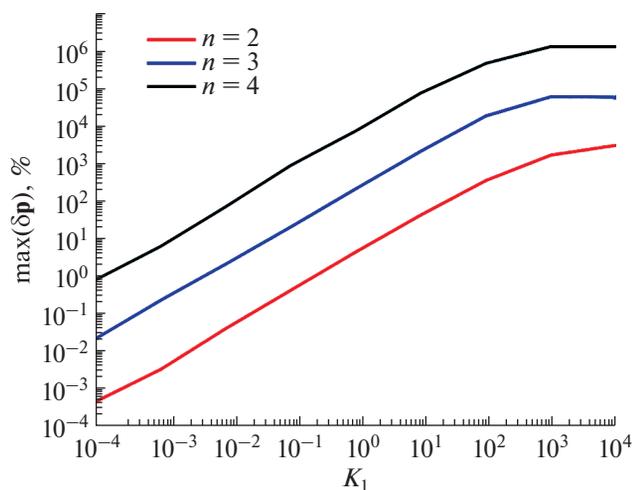


Рис. 1. Зависимость относительной ошибки расчета коэффициентов Стокса с $n = 2, 3, 4$ от ошибок траекторных измерений для астероида Эрос.

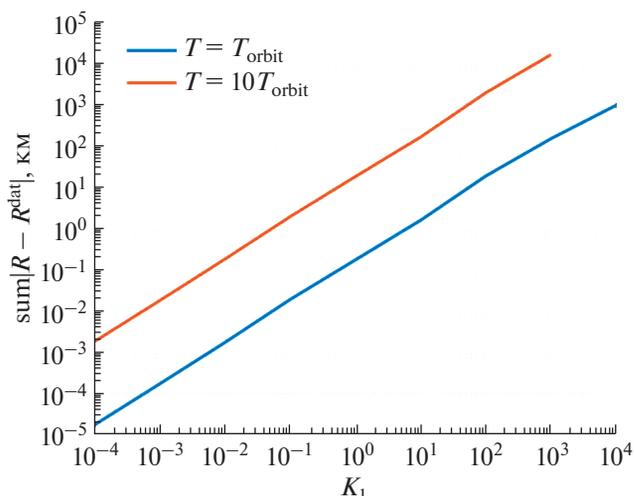


Рис. 2. Зависимость абсолютного суммарного отклонение между орбитами одного аппарата с $R = 50$ км в исследуемом и рассчитываемом гравитационных полях в течении T_{orbit} и $10T_{orbit}$ для астероида Эрос.

Далее в работе нас будут интересовать значения $K_1 \geq 1$, поскольку подобная точность измерений физически воспроизводима. Все расчеты параметров гравитационного поля астероидов проводился для группы $k = 5$ дочерних аппаратов. Расчет повторялся 50 раз. На графиках представлены средние значения величин.

5.1. Результаты расчета коэффициентов Стокса

В данном разделе результатом расчета коэффициентов Стокса является максимальное значе-

ние относительной погрешности δp для порядка разложения силовой функции $n = 2, 3, 4$.

Результаты расчетов для астероида Эрос представлены на рис. 1, 2 и 3. Из рис. 1 видно, что при увеличении значений среднеквадратического отклонения относительная ошибка расчета резко возрастает. Например, для $K_1 = 10$ процент ошибки варьируется от 10% (для $n = 2$) до 10⁵% (для $n = 4$). Для понимания влияния ошибки в расчетах коэффициентов Стокса на динамику аппарата вокруг астероида рассмотрим рис. 2 и 3. На рис. 2

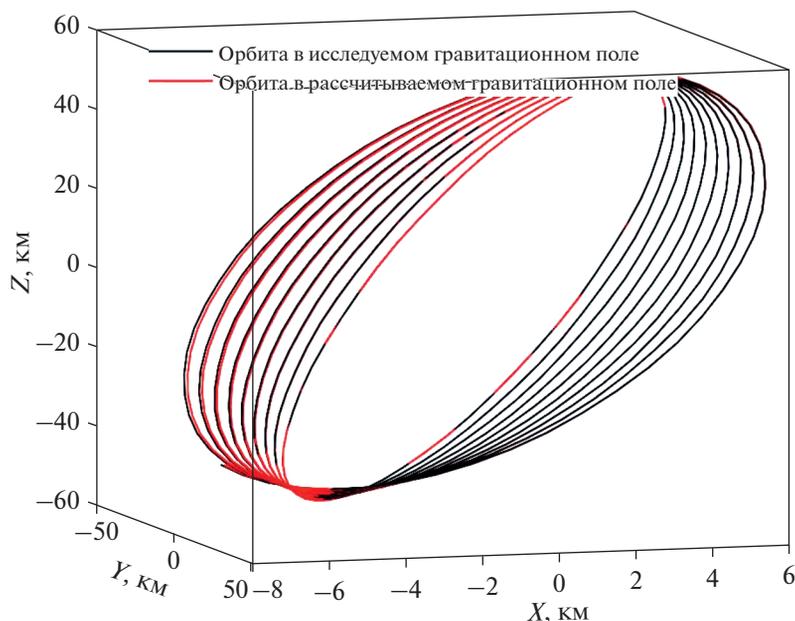


Рис. 3. Орбиты аппарата в исследуемом (красная линия) и рассчитываемом (черная линия) гравитационных полях астероида Эрос. Размер орбиты $R = 50$ км, время полета $10T_{orbit} = 292$ ч.

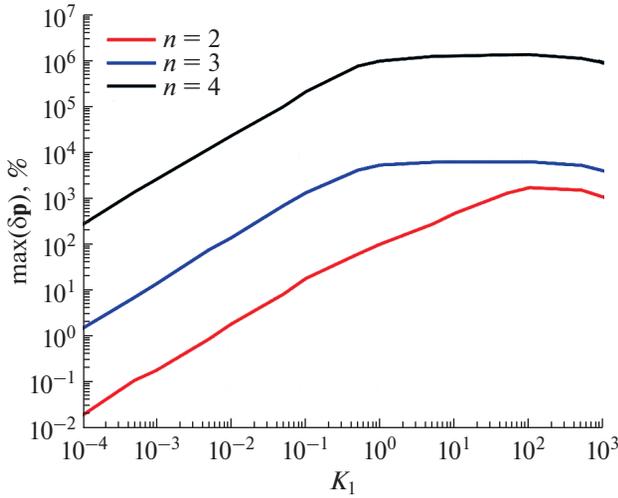


Рис. 4. Зависимость относительной ошибки расчета коэффициентов Стокса с $n = 2, 3, 4$ от ошибок траекторных измерений для астероида Итокава.

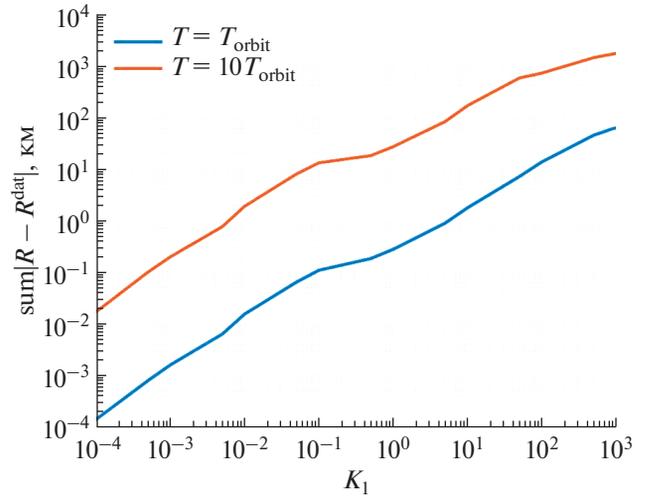


Рис. 5. Зависимость абсолютного суммарного отклонения между орбитами одного аппарата с $R = 1.5$ км в исследуемом и рассчитываемом гравитационных полях в течение T_{orbit} и $10T_{orbit}$ для астероида Итокава.

представлена зависимость абсолютного суммарного отклонения орбиты КА в исследуемом и рассчитываемом гравитационных полях в течении T_{orbit} (50 точек на орбите) и $10T_{orbit}$ (500 точек на орбите). Данная зависимость рассчитывалась для одного аппарата на круговой орбите с $R = 50$ км. Из графика видно, что при $K_1 = 10$ суммарное отклонение орбиты в течении T_{orbit} равно 1 км, а для $10T_{orbit}$ равно 100 км. Соответствующие орбиты

представлены на рис. 3. Видно, что орбиты близки друг к другу.

Результаты расчетов для астероида Итокава представлены на рис. 4, 5 и 6. Аналогично с предыдущим случаем относительная ошибка расчета резко возрастает при увеличении значений среднеквадратических отклонений. Однако, в отличие от исследования астероида Эрос, значения относительной ошибки расчета гораздо выше. Зависимость суммарного отклонения орбит с $R = 1.5$ км в

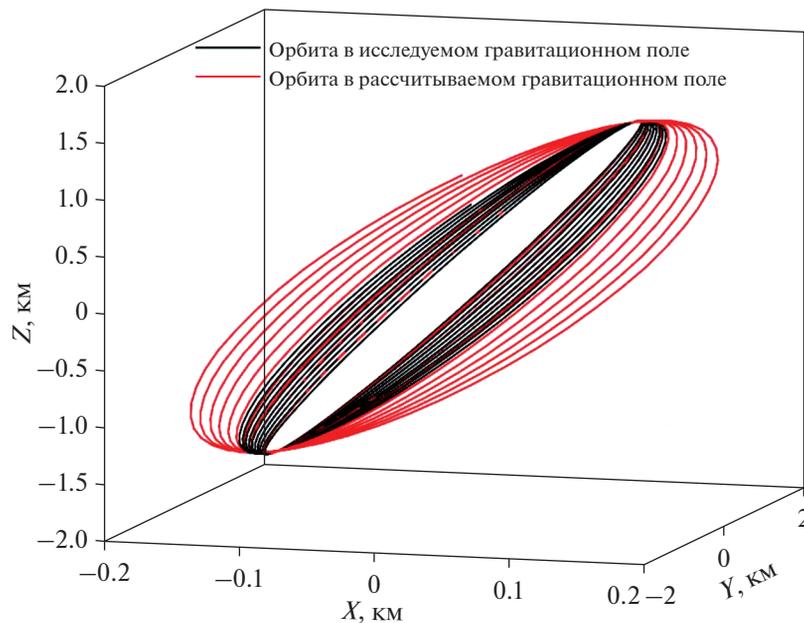


Рис. 6. Орбиты аппарата в исследуемом (красная линия) и рассчитываемом (черная линия) гравитационных полях астероида Эрос. Размер орбиты $R = 1.5$ км, время полета $10T_{orbit} = 660$ ч.

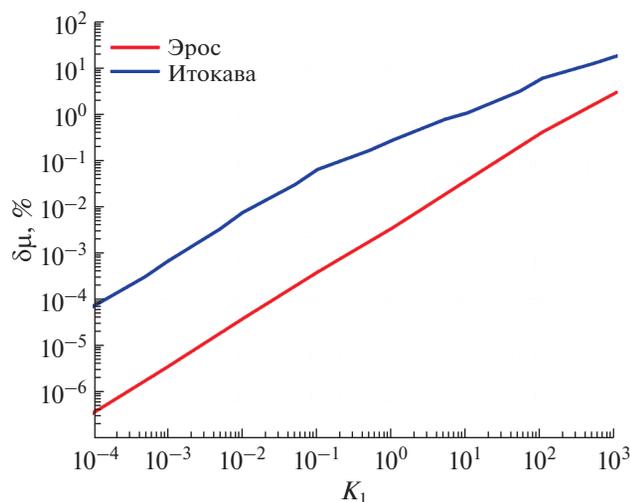


Рис. 7. Зависимость относительной погрешности расчета гравитационного параметра астероидов от ошибок траекторных измерений для астероидов Эрос и Итокава.

двух гравитационных полях от значений среднеквадратического отклонения представлена на рис. 5. Из графика видно, что при $K_1 = 1$ суммарное отклонение в течении T_{orbit} равно 0.8 км, $10T_{orbit}$ – 12 км. Соответствующие орбиты в исследуемом и рассчитываемом при $K_1 = 1$ гравитационных полях представлен на рис. 6. Видно, что

орбиты смещены друг относительно друга. Следовательно, в случае астероида Итокава данный метод более чувствителен к ошибкам измерения.

5.2. Результаты расчета гравитационного параметра

Рассмотрим влияния ошибок измерения и навигации аппаратов на определение гравитационного параметра астероидов (рис. 7). Из графика видно, что для всех представленных значений среднеквадратического отклонения ошибка расчета гравитационного параметра не превосходит 10%.

5.3. Результаты расчета коэффициентов Стокса от числа аппаратов в группе

Зависимость точности определяемых коэффициентов Стокса от числа дочерних аппаратов для астероидов Эрос и Итокава представлены на рис. 8 и 9 соответственно. При исследовании астероида Эрос среднеквадратические отклонения ошибки траекторных измерений равны $\sigma(\rho) = 3 \cdot 10^{-3}$ км и $\sigma(\dot{\rho}) = 0.05$ мм/с. Из рис. 8 следует, что точность расчетов резко улучшается при увеличении числа аппаратов до 5. Последующее увеличение числа аппаратов в группе на точность расчетов сильно не влияет. Для астероида Итокава расчеты проводились при следующих значениях среднеквадратических отклонений: $\sigma(\rho) = 3 \cdot 10^{-6}$ км и

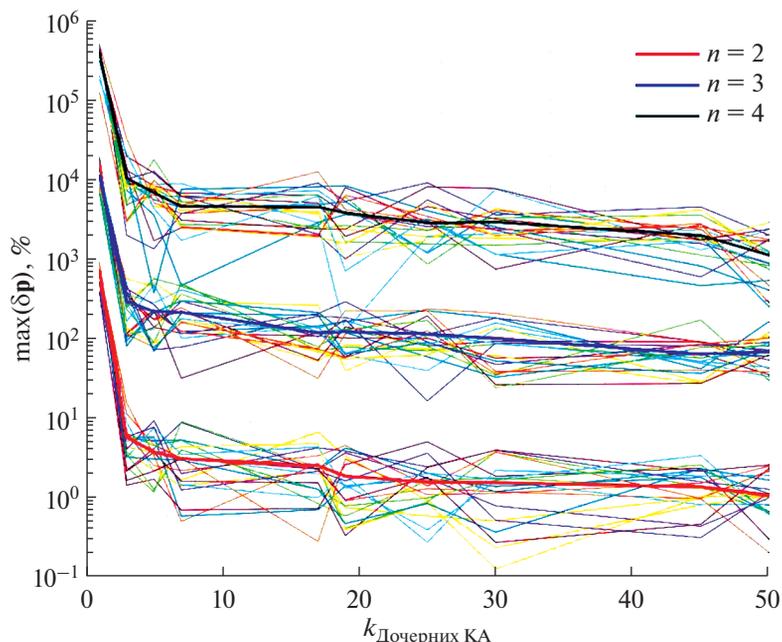


Рис. 8. Зависимость степени относительной погрешности расчета коэффициентов Стокса от числа аппаратов при $\sigma(\rho) = 3 \cdot 10^{-3}$ км и $\sigma(\dot{\rho}) = 0.05$ мм/с для астероида Эрос.

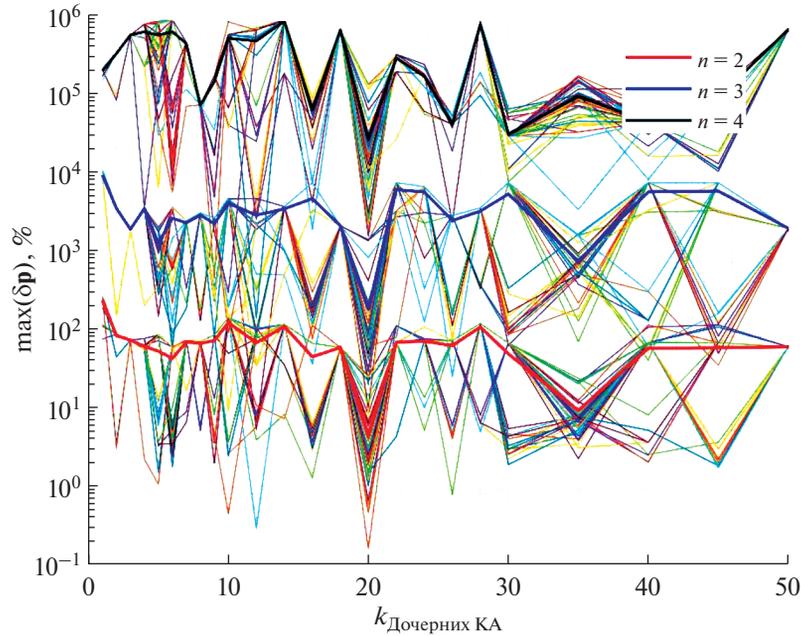


Рис. 9. Зависимость степени относительной погрешности расчета коэффициентов Стокса от числа аппаратов при $\sigma(\rho) = 3 \cdot 10^{-6}$ км и $\sigma(\dot{\rho}) = 5 \cdot 10^{-5}$ мм/с для астероида Итокава.

$\sigma(\dot{\rho}) = 5 \cdot 10^{-5}$ мм/с. Зависимость точности расчета от числа аппаратов в группе для астероида Итокава представлена на рис. 9. Из графика видно, что характер зависимости сильно отличается от рис. 8 и резко улучшения результата расчета не наблюдается. Однако при 20 дочерних аппаратов степень относительной погрешности расчета δp снижается на порядок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продемонстрирована и изучена методика определения гравитационного поля тела с помощью группы аппаратов. Было показано, что гравитационный параметр рассчитывается с ошибкой менее 10% при всех предложенных значениях среднеквадратического отклонения. В случае расчета значений коэффициентов Стокса оказалось, что метод сильно чувствителен к ошибкам измерений. При увеличении значений среднеквадратических отклонений процент относительной ошибки расчета резко возрастает. Для демонстрации влияния неточности расчета на динамику аппарата вокруг астероида была рассмотрена зависимость абсолютного суммарного отклонения орбиты аппарата в исследуемом и рассчитываемом гравитационных полях. Было выявлено, что для астероида Эрос при значениях $\sigma(\rho) \geq 3$ м и $\sigma(\dot{\rho}) \geq 5 \cdot 10^{-5}$ м/с ошибки расчета слабо влияют на динамику аппарата. Однако, в случае астерои-

да Итокава подобных значений подобрать не удалось. Кроме того, на примере астероида Эрос было показано влияние числа аппаратов в группе на точность расчета параметров гравитационного поля.

Так же была обнаружена высокая чувствительность метода к ошибкам начального вектора состояния аппаратов в группе.

Применение группы аппаратов к задачам исследования гравитационного поля массивного тела обладает рядом преимуществ. Главное преимущество группового полета заключается в высокой точности межспутниковой навигации. Кроме того, большое число аппаратов позволяет относительно быстро, за период (для Эроса) или половины периода (для Итокавы) орбитального движения аппаратов, набрать необходимый (для расчета) объем траекторных измерений. Однако метод последующего расчета должен обладать устойчивостью как к ошибкам траекторных измерений, так и к ошибкам начального фазового вектора аппаратов. Разработка подобного метода требует дальнейшего исследования.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда (проект № 19-11-00256).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Russell C. T., Raymond C. A.* The Dawn Mission to Vesta and Ceres. N.Y.: Springer, 2011.

2. *Bell J. Jacqueline Mitton Asteroid Rendezvous: NEAR Shoemaker's Adventures at Eros*. Cambridge: Cambridge University Press, 2002.
3. *Michel P., DeMeo F.E., Bottke W.F. Asteroids IV*. Arizona: University of Arizona Press, 2015.
4. *Tsuda Yu., Yoshikawa M., Abe M., Minamino H. et al. System design of the Hayabusa 2 – Asteroid sample return mission to 1999 JU3 // Acta Astronautica*. 2013. V. 91. P. 356–362.
5. *Beckman M. et al. Trajectory and Mission Design for the Origins Spectral Interpretation Resource Identification Security Regolith Explorer (OSIRIS-REx) Asteroid Sample Return Mission // Proceedings of the 2013 IAA Planetary Defense Conference*. 2013. P. 1–13.
6. *Дубошин Г.Н. Небесная механика. Основные задачи и методы*. М.: Наука, 1968.
7. *Werner R.A., Scheeres D.J. Mutual potential of homogeneous polyhedra // Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*. 2005. V. 91. P. 337–349.
8. *Ananda M.P. Lunar gravity: A mass point model // Geophysical Research*. 1977. V. 82. P. 3049–3064.
9. *Visser P.N.A.M., Sneeuw N., Gerlach C. Energy integral method for gravity field determination from satellite orbit coordinates // J. Geodesy*. 2003. V. 77. P. 207–216.
10. *Каула У. Спутниковая геодезия*. М.: Мир, 1970.
11. *Tapley B.D., Bettadpur S., Watkins M. et al. The gravity recovery and climate experiment: Mission overview and early results // Geophysical Research Letters*. 2004. V. 31. № 9. P. 1–4.
12. *Roncoli R., Fujii K. Mission Design Overview for the Gravity Recovery and Interior Laboratory (GRAIL) Mission // AIAA Guidance, Navigation, and Control Conference*. Toronto. 2010. V. 83. P. 1–22.
13. *Wiese D.N., Folkner W.M., Nerem R.S. Alternative mission architectures for a gravity recovery satellite mission // J. Geodesy*. 2009. V. 83. P. 569–581.
14. *Miller J.K., Konopliv A.S., Antreasian P.G. et al. Determination of Shape, Gravity, and Rotational State of Asteroid 433 Eros // Icarus*. 2002. V. 155. P. 3–17.
15. *Scheeres D.J., Gaskell R. et al. The actual dynamical environment about Itokawa // Astrodynamics Specialist Conference and Exhibit*. Colorado. 2006. P. 1–22.
16. *JPL Planetary and Lunar Ephemerides*. URL: <https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi#top> (дата обращения: 18.02.2021).
17. *Yelnikov R.V., Mashtakov Y.V., Ovchinnikov M.Yu. et al. Orbital and Angular Motion Construction for Low Thrust Interplanetary Flight // Cosmic Research*. 2016. V. 54. № 6. P. 483–490.
18. *JPL Small-Body Database Browser*. URL: <https://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb.cgi?sstr=2000433> (дата обращения: 18.02.2021).
19. *JPL Small-Body Database Browser*. URL: <https://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb.cgi?sstr=2025143> (дата обращения: 18.02.2021).
20. *Moré J.J. The Levenberg-Marquardt Algorithm: Implementation and Theory // Numerical Analysis. Lecture Notes in Mathematics*. 1977. V. 630. P. 105–116.

УДК 629.78.05

МЕТОДИКА ОЦЕНИВАНИЯ РОБАСТНОСТИ АВТОНОМНОЙ СИСТЕМЫ НАВИГАЦИИ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НА ОСНОВЕ ТЕОРИИ ПЛАНИРОВАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

© 2022 г. А. Д. Голяков¹, И. В. Фоминов¹, *¹Военно-космическая академия им. А.Ф. Можайского, Санкт-Петербург, Россия

*i.v.fominov@gmail.com

Поступила в редакцию 04.08.2021 г.

После доработки 21.09.2021 г.

Принята к публикации 24.11.2021 г.

Предложена методика оценивания робастности автономной системы навигации космического аппарата к воздействию возмущающих факторов различной физической природы. В основу методики положена методология Г. Тагути и теория планирования эксперимента, в соответствии с которой получены расчетные соотношения для оценивания робастности автономной системы навигации космического аппарата к различным возмущениям орбитального полета. Адекватность методики подтверждена на примере автономной системы навигации космического аппарата, включающей бортовые оптико-электронные, радиотехнические и вычислительные средства. Предложенная методика обладает универсальностью и может быть применена к системам навигации других подвижных объектов.

DOI: 10.31857/S0023420622030049

ВВЕДЕНИЕ

Эксплуатация систем навигации (СН) космических аппаратов, как правило, происходит в условиях воздействия определенного ряда возмущающих факторов, которые способны снизить не только качество решения навигационной задачи, но и безопасность полета [1–5]. В связи с этим возмущающие факторы (ВФ) и уровень последствий при их возникновении подвергаются подробным исследованиям на стадии проектирования.

В зависимости от места происхождения возмущающие факторы СН КА подразделяются на внутренние и внешние. К внутренним возмущающим факторам относятся метрологические отказы средств измерений параметров движения КА, сбои навигационных вычислителей, ошибки, возникающие в программном обеспечении при реализации навигационных алгоритмов. Внешними возмущающими факторами являются как естественные помехи окружающей среды, вызывающие случайные и систематические погрешности при определении навигационных параметров (НП), так и искусственно создаваемые воздействия, способные блокировать навигационные сигналы или производить их фальсификацию, например, путем спуфинга [6].

Для борьбы с внутренними и внешними источниками возмущений используются технические и алгоритмические способы, которые позво-

ляют своевременно парировать процессы, обусловленные последствиями возникновения ВФ и приводящие к снижению точности навигации КА [7–11]. Однако эти способы приводят к усложнению аппаратных и программных средств навигационных систем и, как следствие, к росту стоимости СН КА.

Снижение чувствительности характеристик точности оцениваемых НП к воздействиям ВФ может быть достигнута на основе разработки робастных СН КА в рамках методологии робастного проектирования по Тагути. Под робастностью СН КА понимается свойство, которое характеризует минимальную чувствительность к факторам, вызывающим снижение показателей ее качества функционирования, в том числе показателей точности. При создании робастных СН КА могут использоваться методы, основанные на построении физических или математических моделей ВФ, на экспертной оценке воздействия ВФ на характеристики исследуемых систем, на теории параметрического планирования эксперимента и других подходах.

С помощью параметрического планирования эксперимента [12] можно найти такие характеристики СН КА, а также режимы ее эксплуатации, при которых чувствительность показателей точности СН КА к ВФ минимальна. При выполне-

нии этого условия разрабатываемая СН КА приобретает свойство робастности.

Во многих практических случаях оценивание чувствительности показателей точности СН КА к ВФ сопровождается натурными испытаниями, что, во-первых, не всегда возможно реализовать, а во-вторых, требует значительных временных и финансовых затрат. В этой связи целесообразно применить методы, в основу которых положено имитационное моделирование процесса функционирования СН КА в условиях влияния ВФ. К числу таких методов относятся методы робастного проектирования по Тагути [13–15], которые в настоящее время применяются, главным образом, в области менеджмента качества предприятий. При этом показателем робастности является отношение сигнал-шум, которое выражается в децибелах.

Целью настоящей статьи является разработка методики оценивания робастности СН КА на основе параметрического планирования эксперимента.

СУЩНОСТЬ ОЦЕНИВАНИЯ РОБАСТНОСТИ СИСТЕМЫ НАВИГАЦИИ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НА ОСНОВЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ПЛАНИРОВАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Методология параметрического планирования эксперимента заключается в использовании эффективных методов достижения поставленных целей эксперимента путем планирования опытов для определения таких значений параметров исследуемой СН КА, при которых она приобретает необходимые свойства, например, свойство робастности. Центральными понятиями при параметрическом планировании эксперимента являются показатели функциональных свойств СН КА, ее технические и эксплуатационные характеристики, а также совокупность ВФ, воздействующих на СН КА в процессе ее эксплуатации.

Основным функциональным свойством СН КА является точность решения навигационной задачи, которая оценивается вектором погрешностей определения НП $\Delta\hat{\mathbf{Q}}(t)$ в соответствующий момент времени t :

$$\Delta\hat{\mathbf{Q}}(t) = \hat{\mathbf{Q}}(t) - \mathbf{Q}(t), \quad (1)$$

где $\hat{\mathbf{Q}}(t)$ – оценка вектора НП, которая представляет собой результат решения навигационной задачи, полученный с помощью СН КА; $\mathbf{Q}(t)$ – истинный вектор НП.

Компонентами вектора НП, наряду с координатами и составляющими скорости КА, могут быть параметры ориентации КА, а также изменяющиеся в процессе полета конструктивные ха-

рактеристики и параметры моделей погрешностей таких средств навигационных измерений, как гироскопов, акселерометров, радиотехнических и оптико-электронных приборов.

При разработке методики приняты следующие допущения.

Во-первых, ограничимся основными НП, определяемыми в результате решения навигационной задачи и характеризующими положение и скорость движения центра масс КА в пространстве. Вектор НП при этом допущении принимает вид

$$\mathbf{Q}(t) = [X(t)Y(t)Z(t)\dot{X}(t)\dot{Y}(t)\dot{Z}(t)]^T, \quad (2)$$

где $X(t)$, $Y(t)$, $Z(t)$, $\dot{X}(t)$, $\dot{Y}(t)$, $\dot{Z}(t)$ – координаты и составляющие скорости КА в момент времени t .

Во-вторых, полагая, что компоненты вектора (2) имеют одинаковую значимость, нормируем основные НП, т.е. вектор (2) представим в безразмерной форме:

$$\mathbf{q}(t) = \left[\frac{X(t)}{R(t_0)} \frac{Y(t)}{R(t_0)} \frac{Z(t)}{R(t_0)} \frac{\dot{X}(t)}{V(t_0)} \frac{\dot{Y}(t)}{V(t_0)} \frac{\dot{Z}(t)}{V(t_0)} \right]^T = [x(t)y(t)z(t)\dot{x}(t)\dot{y}(t)\dot{z}(t)]^T, \quad (3)$$

где $R(t_0)$ – модуль радиуса-вектора КА в начальный момент времени t_0 , $V(t_0)$ – модуль вектора скорости КА в начальный момент времени t_0 .

С учетом соотношения (3) вектор погрешностей НП (1) можно представить следующим образом

$$\Delta\hat{\mathbf{q}}(t) = \hat{\mathbf{q}}(t) - \mathbf{q}(t), \quad (4)$$

где $\Delta\hat{\mathbf{q}}(t)$ – безразмерный вектор погрешностей НП, определяемых СН КА; $\hat{\mathbf{q}}(t)$ – нормированная оценка вектора НП, полученная с помощью СН КА.

Ведем интегральный коэффициент погрешностей НП, который равен среднеквадратическому значению составляющих вектора (4), т.е.

$$\Delta_{\Sigma}(t) = \frac{1}{6} \sqrt{\sum_{v=1}^6 \Delta\hat{q}_v^2(t)}, \quad (5)$$

где $\Delta\hat{q}_v(t)$ – v -ая составляющая вектора погрешностей НП.

Интегральный коэффициент погрешностей НП является положительной величиной, которая зависит от случайных и детерминированных факторов. В течение навигационного сеанса характеристики случайных факторов и уровни детерминированных факторов могут сохранять свои значения или изменяться по известным или неизвестным законам.

Из всей совокупности воздействующих на погрешности НП факторов выделим варьируемые в процессе эксперимента факторы, которые могут

быть количественными и качественными, скалярными и векторными величинами. Варьируемые факторы в зависимости от источника их возникновения разделим на две группы. В результате получим группу исследуемых факторов и группу возмущающих факторов.

К группе исследуемых факторов (ИФ) отнесем те факторы, уровни которых могут варьироваться разработчиком СН КА с целью обеспечения ее робастности. В группу ИФ, например, могут входить: показатели качества навигационных измерителей и вычислителей, организация и режимы навигационных измерений, способы обработки результатов измерений, условия эксплуатации СН КА и другие факторы.

В группу возмущающих факторов (ВФ) на основании анализа возможности их реализации введем факторы, при возникновении которых возрастает интегральный коэффициент погрешностей НП. Для каждого ВФ установим количество и значения уровней возмущений.

Группа ВФ состоит из варьируемых факторов, обусловленных процессами старения и износа измерительной аппаратуры КА, ошибками программного обеспечения и сбоями бортового вычислителя, отказами и повреждениями составных частей СН КА, погрешностями выведения КА и другими факторами.

Наряду с варьируемыми факторами, на интегральный коэффициент погрешностей НП оказывают влияние неварьируемые факторы, которые неизбежно присутствуют в процессе эксперимента. К таким факторам относятся погрешности математических моделей навигационных измерений и поля сил, действующих на КА при его орбитальном движении, погрешности, обусловленные необходимостью линеаризации функций навигационного алгоритма, допущения, принятые при статистической обработке результатов измерений, и другие факторы.

План эксперимента представляет собой последовательность опытов. В каждом опыте реализуется определенная комбинация уровней ИФ из выбранного диапазона и определяется робастность СН КА. Значение показателя робастности оценивается в опыте под воздействием всех возможных сочетаний ВФ. Этот показатель соответствует анализируемой комбинации уровней ИФ и является количественной характеристикой нечувствительности СН КА к ВФ, которые принадлежат выбранной области варьирования.

Для каждого опыта составляется план, который называется планом формирования возмущений. Параметрами этого плана являются реализации, содержащие комбинации уровней ВФ.

Показатель робастности $\eta(t)$ при параметрическом планировании эксперимента определяется

в каждом i -ом опыте. Формула для его расчета имеет вид

$$\eta_i(t) = 10 \lg \frac{\bar{\Delta}_{\Sigma i}(t)}{S[\Delta_{\Sigma i}(t)]}, \quad i = \overline{1, n}, \quad (6)$$

где $\bar{\Delta}_{\Sigma i}(t)$ – среднее значение интегрального коэффициента погрешностей определения НП в i -ом опыте:

$$\bar{\Delta}_{\Sigma i}(t) = \frac{1}{k} \sum_{j=1}^k \Delta_{\Sigma ij}(t),$$

k – количество сочетаний уровней ВФ и начальных погрешностей навигации: $\Delta_{\Sigma ij}(t)$ – интегральный коэффициент погрешностей НП КА в i -ом опыте при j -ой реализации сочетаний уровней ВФ; $S[\Delta_{\Sigma i}(t)]$ – разброс интегрального коэффициента погрешностей НП КА в i -ом опыте:

$$S[\Delta_{\Sigma i}(t)] = \sqrt{\frac{1}{k-1} \sum_{j=1}^k [\Delta_{\Sigma ij}(t) - \bar{\Delta}_{\Sigma i}(t)]^2},$$

n – количество опытов.

Основная задача параметрического планирования эксперимента заключается в выявлении такого опыта (или такой совокупности уровней ИФ), при котором показатель робастности η_i принимает наибольшее значение. В этом случае СН КА, разработанная с учетом этой совокупности уровней ИФ, менее чувствительна к ВФ и обладает свойством робастности.

ЭТАПЫ ОЦЕНИВАНИЯ РОБАСТНОСТИ СИСТЕМЫ НАВИГАЦИИ КА

Оценивание робастности СН КА на основе параметрического планирования эксперимента содержит четыре этапа.

На первом этапе выполняется подготовка исходных данных для проведения экспериментальных исследований. В число исходных данных входят вектор НП, а также исследуемые и возмущающие факторы. Компонентами вектора НП КА относятся шесть кеплеровых элементов его орбиты или составляющие его радиуса-вектора и вектора скорости в абсолютной геоцентрической экваториальной системе координат.

На основании анализа естественных и специально организованных источников возмущений определяются ВФ, возникновение которых снижает точность навигации КА. В перечень ВФ, участвующих в исследованиях робастности СН КА, включаются факторы, которые могут быть реализованы в эксперименте.

При обосновании перечня ИФ выявляются и учитываются такие факторы, которые, с одной стороны, способны при варьировании изменить

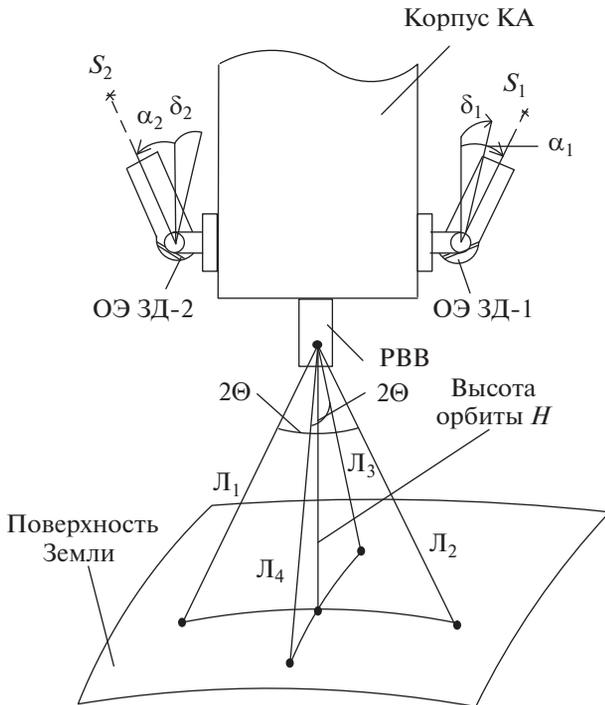


Рис. 1. К пояснению принципа работы системы автономной навигации КА.

характеристики точности навигации КА, а, с другой стороны, чувствительны к одному или нескольким ВФ.

Второй этап представляет собой планирование экспериментальных исследований. План эксперимента содержит последовательность опытов. Исходными данными опытов являются диапазоны значений ИФ, которые подразделяются на уровни.

Опыты эксперимента отличаются комбинацией уровней ИФ. Опыт планируется таким образом, чтобы реализовать процесс функционирования СН КА при всех сочетаниях уровней ВФ из установленных исследователем диапазонов. Диапазоны ВФ охватывают реальные и предполагаемые условия эксплуатации СН КА, а также начальные погрешности навигации ЛА, обусловленные, например, погрешностями выведения КА ракетой-носителем.

Реализация опытов в соответствии с планом эксперимента осуществляется на третьем этапе оценивания робастности СН КА. В процессе каждого i -ого опыта экспериментального исследования решаются k навигационных задач, которые отличаются начальными погрешностями навигации и уровнями ВФ. Выходным результатом экспериментальных исследований является массив погрешностей оценок НП, содержащий шестимерные векторы $\Delta \hat{Q}_{ij}(t_0)$, где i – номер опыта и j –

номер реализации сочетания уровней ВФ и начальных погрешностей НП.

На четвертом этапе проводится обработка и анализ результатов эксперимента. На основании массива экспериментальных данных, полученных на третьем этапе, в соответствии с выражениями (3)–(6) выполняются расчеты показателей робастности $\eta_i(t)$. Анализ показателей робастности направлен на выявлении такого сочетания уровней ИФ, при котором достигается наибольшее значение $\eta_i(t)$.

ПРИМЕР ОЦЕНИВАНИЯ РОБАСТНОСТИ СИСТЕМЫ НАВИГАЦИИ КА

В качестве примера оценим робастность автономной СН, которая в течение ряда лет успешно применялась на КА дистанционного зондирования Земли. В основу функционирования этой системы положен “зенитный” метод навигации, заключающийся в измерении трех независимых между собой параметров (зенитных расстояний (β_1 и β_2) двух звезд с известными координатами и высоты полета (H) КА), которые функционально связаны с искомыми параметрами навигации [2, 7]. В состав аппаратуры СН входят бортовой вычислительный комплекс, два оптико-электронных звездных датчика (ОЭЗД) и радиовертикаль-высотомер (РВВ). Расположение ОЭЗД и РВВ на корпусе КА показано на рис. 1.

Оптико-электронные датчики обеспечивают визирование навигационных звезд S_1 и S_2 соответственно. Каждый датчик установлен в кардановом подвесе и способен производить развороты по углам орбитального восхождения α и склонения δ .

Радиовертикаль-высотомер формирует две пары лучей ($L_1 - L_2$) и ($L_3 - L_4$), которые разнесены относительно друг друга по осям тангажа и крена на угол θ , и луч L_5 , направленный в центр масс Земли. При равенстве расстояний до поверхности Земли по направлениям четырех наклонных лучей биссектрисы углов, образованных лучами ($L_1 - L_2$) и ($L_3 - L_4$), совпадут с местной вертикалью.

Математические модели измеряемых параметров движения имеют вид

$$\beta_\mu = \arccos[\cos \delta_\mu \cos(\alpha_\mu - \vartheta) + \sin \gamma \sin \delta_\mu],$$

$$\mu = 1, 2,$$

$$H = r - a \left[1 - \varepsilon \left(\frac{Z}{r} \right)^2 \right], \quad \vartheta = \frac{D_2 - D_1}{D_1 + D_2} \operatorname{ctg} \theta;$$

$$\gamma = \frac{D_4 - D_3}{D_3 + D_4} \operatorname{ctg} \theta;$$

где ϑ и γ – углы тангажа и крена, измеряемые с помощью РВВ; D_ξ – расстояние по направлению

ξ -го наклонного луча РВВ (L_ξ); r – модуль радиуса-вектора КА; a – большая полуось земного эллипсоида ($a = 6378.16$ км); ε – сжатие земного эллипсоида ($\varepsilon = 1:298.2$); Z – координата КА в абсолютной геоцентрической системе координат XYZ .

Измеряемые параметры β_μ и \tilde{H} функционально связаны с координатами КА (X, Y, Z) и содержат случайные погрешности:

$$\beta_\mu = \arccos\left(\frac{a_\mu^0 X + b_\mu^0 Y + c_\mu^0 Z}{\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}}\right) + \zeta_\mu,$$

$$\tilde{H} = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} - a \left[1 - \varepsilon \left(\frac{Z}{\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}} \right)^2 \right] + \eta,$$

где $a_\mu^0, b_\mu^0, c_\mu^0$ – направляющие косинусы визируемых при измерении зенитных углов звезд; ζ_μ и η – случайные погрешности результатов измерений зенитных углов и высоты полета КА, которые подчинены нормальному закону и независимы друг от друга для каждого момента времени.

Средние квадратические отклонения результатов измерений зенитных углов и высоты полета приняты равными $\sigma_\beta = 2$ угл. мин и $\sigma_H = 100$ м, не зависят от действующих возмущений и остаются постоянными в течение исследований.

Под действием возмущений математические ожидания погрешностей измерений изменяются в диапазонах $\Delta_\beta = (2-4)$ угл. мин и $\Delta_H = (200-300)$ м соответственно.

Требуется оценить робастность СН при различных значениях возмущающих факторов с целью определения наименьшего их влияния на точность оцениваемых компонентов вектора $\mathbf{Q}(t)$.

Для решения этой задачи воспользуемся методикой в соответствии с ранее изложенными этапами.

На первом этапе оценивания робастности определим значения исходных данных для проведения экспериментальных исследований.

В качестве допущений предположим, что движение КА происходит в центральном гравитационном поле. Опорная орбита КА является круговой. Введем геоцентрическую прямоугольную систему координат XYZ , плоскость XU которой совпадает с плоскостью опорной орбиты КА.

Истинная орбита КА в начальный момент времени t_0 характеризуется вектором

$$\mathbf{Q}(t_0) = \mathbf{Q}_0(t_0) + \Delta\mathbf{Q}(t_0),$$

где $\mathbf{Q}_0(t_0)$ – опорный вектор НП в начальный момент времени t_0 , $\Delta\mathbf{Q}(t_0)$ – искомый вектор откло-

нений истинной орбиты КА относительно опорной орбиты:

$$\Delta\mathbf{Q}(t_0) = [\Delta X(t_0)\Delta Y(t_0)\Delta Z(t_0)\Delta \dot{X}(t_0)\Delta \dot{Y}(t_0)\Delta \dot{Z}(t_0)]^T.$$

Компоненты вектора $\Delta\mathbf{Q}(t_0)$ определяются, главным образом, погрешностями выведения КА. Будем полагать, что компоненты вектора $\Delta\mathbf{Q}(t_0)$ не превышают 2 км по координатам и 2 м/с по составляющим скорости.

Для решения навигационной задачи используется метод наименьших квадратов, который позволяет найти оценку НП КА $\hat{\mathbf{Q}}(t_0)$ в начальный момент времени t_0 по результатам навигационных измерений, проводимых в течение одного витка орбитального полета КА. При необходимости количество измерений может меняться в диапазоне от 200 до 400.

Визирная ось первого ОЭЗД находится вблизи плоскости опорной орбиты КА, а угол склонения визирной оси второго ОЭЗД способен изменяться в диапазоне от 40° до 80° .

Результатом решения навигационной задачи является оценка $\hat{\mathbf{Q}}(t_0)$ вектора $\mathbf{Q}(t_0)$, т.е.

$$\hat{\mathbf{Q}}(t_0) = \mathbf{Q}_o(t_0) + \Delta\hat{\mathbf{Q}}(t_0) = \mathbf{Q}_o(t_0) + [\Delta\hat{X}(t_0)\Delta\hat{Y}(t_0)\Delta\hat{Z}(t_0)\Delta\hat{\dot{X}}(t_0)\Delta\hat{\dot{Y}}(t_0)\Delta\hat{\dot{Z}}(t_0)]^T,$$

где $\Delta\hat{X}(t_0), \Delta\hat{Y}(t_0), \Delta\hat{Z}(t_0), \Delta\hat{\dot{X}}(t_0), \Delta\hat{\dot{Y}}(t_0), \Delta\hat{\dot{Z}}(t_0)$ – искомые оценки координат и составляющих скорости КА в начальный момент времени t_0 .

Одним из важнейших исследуемых факторов, влияющих на качество функционирования СН КА, является количество сеансов измерения, поскольку, с одной стороны, увеличение их количества приводит к повышению точности оценивания параметров навигации КА, а с другой стороны, снижает оперативность решения навигационной задачи. В этой связи важно, например, выбрать минимальное количество сеансов навигационных измерений, обеспечивающих требуемую точность. Поэтому в качестве исследуемых факторов выбраны количество сеансов навигационных измерений N , высота полета H и орбитальное склонение второй звезды δ . Уровни значений ИФ приведены в табл. 1.

Возмущающими факторами в рассматриваемом примере являются возмущения, при возникновении которых увеличиваются систематические погрешностей средств измерений зенитного угла и высоты полета КА, а также происходит смещение истинных компонент начального вектора НП КА по составляющим радиуса-вектора КА $\Delta\mathbf{r}(t_0)$ и вектора скорости $\Delta\mathbf{V}(t_0)$ относитель-

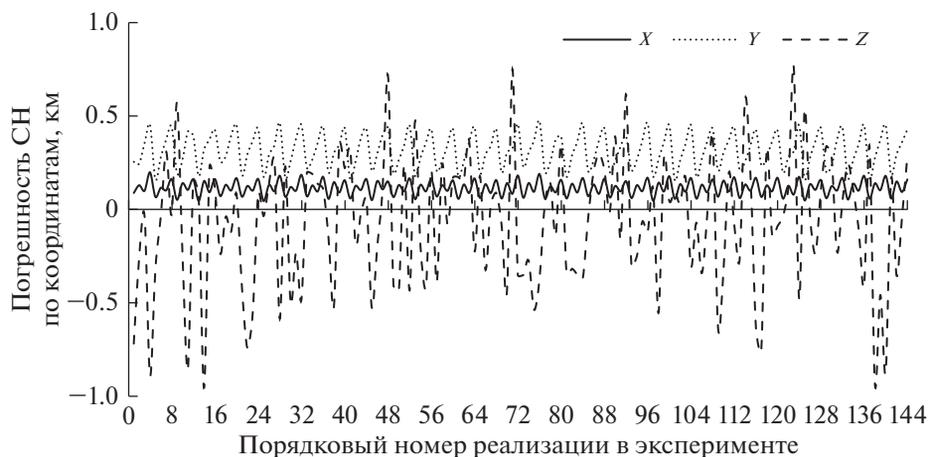


Рис. 2. Оценивание погрешностей определения координат.

но опорных значений. Варьирование ВФ производится на двух уровнях. Значения уровней ВФ представлены в табл. 2.

Таблица 1. Уровни значений ИФ

Исследуемый фактор	Уровень значения фактора		
	1	2	3
1 N	200	300	400
2 H , км	200	300	—
3 δ , град	80	60	40

Таблица 2. Уровни значений ВФ

Возмущающий фактор	Значение уровня ВФ	
	1	2
1 $\Delta\beta$, угл. мин	2	4
2 ΔH , м	200	300
3 $\Delta r(t_0)$, км	1	2
	$\Delta V(t_0)$, м/с	1

Таблица 3. План эксперимента

Номер опыта	Номер исследуемого фактора			Номер опыта	Номер исследуемого фактора		
	1	2	3		1	2	3
1	1	1	1	10	2	2	1
2	1	1	2	11	2	2	2
3	1	1	3	12	2	2	3
4	1	2	1	13	3	1	1
5	1	2	2	14	3	1	2
6	1	2	3	15	3	1	3
7	2	1	1	16	3	2	1
8	2	1	2	17	3	2	2
9	2	1	3	18	3	2	3

В соответствии со вторым этапом методики выполним планирование эксперимента. Можно показать, что для перебора всех возможных комбинаций уровней ИФ и расчета показателей робастности необходимо провести 18 опытов. План эксперимента показан в табл. 3.

При планировании опыта учитывается необходимость получения оценки НП при всех сочетаниях уровней ВФ, т.е. каждый опыт имеет 8 реализаций различных сочетаний уровней ВФ. План опыта изображен в табл. 4.

На третьем этапе проводится имитационное моделирование процесса функционирования СН КА. Исходные данные, варьируемые при исследовании, и порядок проведения опытов и реализаций комбинаций уровней ВФ приведены в табл. 1–4. Результаты моделирования представляют собой массив погрешностей оценок навигации КА, содержащий шестимерный вектор $\Delta\hat{Q}(t_0)$.

Поскольку в эксперименте проводится 18 опытов, а число реализаций в каждом опыте равно 8, общее количество реализаций в эксперименте достигает 144. На рис. 2 и 3 приведены результаты

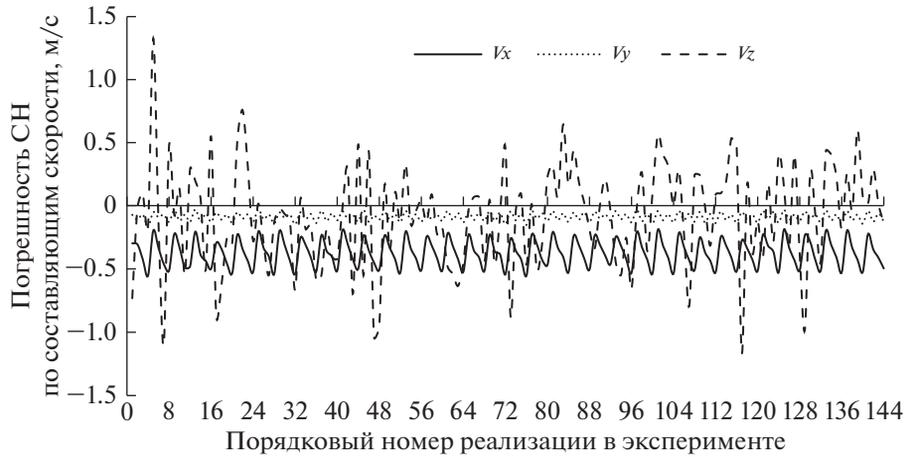


Рис. 3. Оценивание погрешностей определения составляющих скорости.

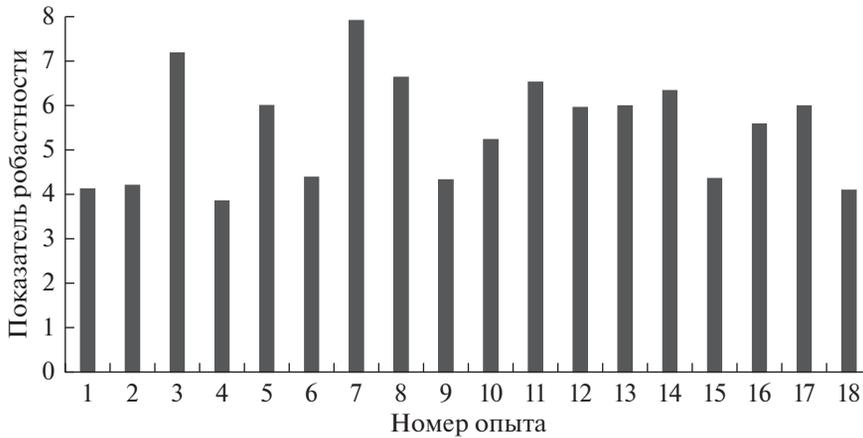


Рис. 4. Зависимость показателя робастности СН КА от номера опыта.

имитационного моделирования процесса функционирования СН КА, полученные при заданных исходных данных.

На четвертом этапе в соответствии с выражениями (3)–(6) оценим показатели робастности $\eta_i(t_0)$, где $i = \overline{1, 18}$. Результаты выполненных расчетов изображены в виде диаграммы на рис. 4.

Анализ представленных на рис. 4 результатов экспериментальных исследований показывает, что наибольшее значение показателя робастно-

сти СН КА наблюдается в опыте № 7, т.е. $\max \eta_i(t_0) = \eta_7(t_0) = 7.92$. Откуда следует, что СН КА является робастной к вариациям выбранных ВФ в том случае, когда количество измерений в течении сеанса навигационных измерений составляет 300, высота полета равна 200 км, а угол склонения второй навигационной звезды выбран равным 80° .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для оценивания и изучения свойства робастности СН КА к воздействию различного рода возмущений, предложена методика, основанная на применении аппарата параметрического планирования эксперимента в рамках методологии Г. Тагути.

Предложенная методика оценивания робастности СН КА позволяет:

уточнить взаимозависимость между исследуемыми и возмущающими факторами с целью

Таблица 4. Плана опыта

Номер реализации	Номер ВФ			Номер реализации	Номер ВФ		
	1	2	3		1	2	3
1	1	1	1	5	2	1	1
2	1	1	2	6	2	1	2
3	1	2	1	7	2	2	1
4	1	2	2	8	2	2	2

определения их влияния на функциональные характеристики СН КА;

получить количественные оценки робастности при решении задачи обоснованного выбора конкурирующих СН КА на стадии проектирования.

Приведен пример оценивания робастности автономной СН КА дистанционного зондирования Земли в соответствии с разработанной методикой.

Представленные результаты исследований могут найти применение, например, при анализе влияния ВФ на точность СН КА и обосновании выбора режима и характеристик ее функционирования на различных стадиях проектирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Молоканов Г.Ф.* Точность и надежность навигации летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1967.
2. *Аншаков Г.П., Голяков А.Д., Петрищев В.Ф., Фурсов В.А.* Автономная навигация космических аппаратов. Самара: ЦСКБ-Прогресс, 2011.
3. *Михайлов Н.В.* Автономная навигация космических аппаратов при помощи спутниковых радионавигационных систем. СПб.: Политехника, 2014.
4. *Jia Z., Balasuriya A., Challa S.* Autonomous Vehicles Navigation with Visual Target Tracking: Technical Approaches // *Algorithms. Sensor Algorithms*. 2008. V. 1. № 2. P. 153–182.
5. *Шмидт Дж.Т.* Эксплуатация навигационных систем на основе GPS в сложных условиях окружающей среды // *Гироскопия и навигация*. 2019. Т. 27. № 1(104). С. 3–21.
6. *Oshman Y.* Robust Navigation Using the Global Positioning System in the Presence of Spoofing // *J. Guidance Control and Dynamics*. 2006. V. 29. № 1. P. 95–104.
7. *Голяков А.Д., Ананенко В.М., Фоминов В.И.* Системы навигации летательных аппаратов. СПб.: Военно-космическая академия им. А.Ф. Можайского, 2018.
8. *Голяков А.Д., Романов В.В.* Метод обеспечения длительных сроков автономного функционирования системы астронавигации космического аппарата // *Навигация и гидрография*. 1996. № 3. С. 56–59.
9. *Голяков А.Д., Фоминов В.И.* Аналитическая оценка точности автономной навигации космического аппарата по результатам адаптивных измерений высоты его полета // *Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета*. 2015. Т. 14. № 1. С. 18–24.
10. *Xiong H., Mai Z., Tang J.* A Robust Single GPS Navigation and Positioning Algorithm Based on Strong Tracking Filtering // *IEEE Sensors J.* 2018. V. 18. Is. 1. P. 290–298.
11. *Chan Y., Aung L., Thar W. et al.* Robust Navigation System for a Land Vehicle // *Computer Science*. 2013. V. 2008. P. 238–243.
12. *Математическая теория планирования эксперимента / Под ред. С.М. Ермакова.* М.: Наука, 1983.
13. *Logothetis N., Wynn H.P.* Quality Through Design: Experimental Design, Off-line Quality Control, and Taguchi's Contributions. UK: Oxford University Press, Oxford Science Publications, 1995.
14. *Леон Р., Шумейкер А., Какар Р.* Управление качеством. Робастное проектирование. Метод Тагути. М.: Сейфи, 2002.
15. *Брагин Ю.В.* Методология робастного проектирования по Тагути // *Методы менеджмента качества*. 2011. № 11. С. 31–36.

АНАЛИЗ ТРАЕКТОРИЙ ВЫВЕДЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НА ВЫСОКИЕ КРУГОВЫЕ ОРБИТЫ ИСКУССТВЕННОГО СПУТНИКА ЛУНЫ

© 2022 г. Е. С. Гордиенко^{1, *}, В. В. Ивашкин², А. В. Симонов¹, П. Е. Розин¹

¹Научно-производственное объединение им. С.А. Лавочкина, Химки, Россия

²Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

**gordienko.evgeny@gmail.com*

Поступила в редакцию 12.09.2021 г.

После доработки 20.11.2021 г.

Принята к публикации 24.11.2021 г.

Рассматривается выведение космического аппарата на устойчивые высокие полярные орбиты искусственного спутника Луны (ИСЛ), которые можно использовать для построения лунной многофункциональной спутниковой системы, а также окололунной орбитальной пересадочной платформы. Выполнен анализ и сравнение трех схем прямого перелета КА от Земли к Луне – с одно-, двух- и трехимпульсным маневром перехода на конечную орбиту. В частности, энергетические, геометрические и временные характеристики двухимпульсного перехода, полученного под существенным влиянием гравитационных возмущений, сравниваются с их одноимпульсными и трехимпульсными аналогами.

DOI: 10.31857/S0023420622030050

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие советской, а также мировой космонавтики тесно связано с изучением Луны. Дальнейшее изучение и освоение Луны, а также ее недр будет протекать тем быстрее, чем быстрее будут решены такие актуальные задачи (или будут созданы условия для их решения) как: определение положений спутников на низких и высоких орбитах вокруг Луны, а также на ее поверхности; дистанционное зондирование Луны спутниками; обеспечение связи и ретрансляция сигналов как между спутниками, находящимися на лунных орбитах, так и с объектами на Луне, а также с околоземными объектами и наземными станциями слежения. К этому можно добавить задачу наблюдения за объектами дальнего космоса: планетами, кометами, звездами и другими небесными телами. Весь спектр описанных выше проблем можно решить путем построения многофункциональной устойчивой спутниковой системы [1, 2].

Создание этой системы из-за высокой стоимости выведения таких ракет-носителей (РН), как “Союз-2.1б”, “Союз-2”, “Протон” и “Ангара А-5”, требует решения задачи оптимизации траекторий полета КА на орбиты ИСЛ, которые подходят для решения вышеуказанных задач. Вдобавок к этому, выбор наилучшей траектории выведения лунного КА, которая позволит сэкономить даже небольшое количество топлива, поможет ре-

шить проблему напряженного массового баланса лунных проектов, возникающего из-за больших затрат энергии, увеличит массу полезной нагрузки и повысит эффективность проекта. Таким образом, одним из основных вопросов создания лунной многофункциональной спутниковой системы с баллистической точки зрения является выбор схем выведения на высокие круговые орбиты ИСЛ и соответствующих им траекторий [3, 4].

Ранее для определения возможных параметров орбит такой системы был проведен анализ эволюции орбит ИСЛ на интервалах дат с мая 2016 по апрель 2019 г. [2]. При этом использовалась разработанная методика анализа эволюции орбит ИСЛ, позволяющая определить границы областей устойчивости орбит ИСЛ. Были найдены три области устойчивых орбит на плоскости параметров большая полуось a_0 и наклонение i_0 :

– первая область – $i_0 \in (63^\circ, 67^\circ)$ и $a_0 \in [4, 4.4]$ тыс. км;

– вторая область – $i_0 \in (80^\circ, 97^\circ)$ и $a_0 \in [4.7, 5.4]$ тыс. км;

– третья область – $i_0 \in (113^\circ, 116^\circ)$ и $a_0 \in [4, 4.4]$ тыс. км.

Для них условное время существования T^y , т.е. промежуток времени, в течение которого эксцентриситет вырастет с 0 до 0.01 (т.е. форма орбиты

будет стабильной), составляет более 1.5 лет. По предварительным оценкам, коррекция такой орбиты потребует запас характеристической скорости около 10 м/с в течение 1.5 лет.

Из данных областей была выбрана точка, соответствующая высокой полярной (с наклоном $i_0 = 90^\circ$) орбите спутника вокруг Луны радиусом $a_0 = 5$ тыс. км. Анализ выведения именно на такую орбиту и будет посвящена основная часть данной работы. Отметим также, что сейчас рассматривается вопрос использования высокой полярной орбиты ИСЛ для размещения окологлуной орбитальной пересадочной платформы [5].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В работе рассматривается задача определения наилучшего (по критерию минимума характеристической скорости и максимума конечной массы КА m_f на орбите ИСЛ) перехода с начальной селеноцентрической гиперболической орбиты КА, являющейся заключительным участком орбиты прямого перелета КА с Земли к Луне, на конечную высокую (радиусом 5 тыс. км) полярную ($i_f = 90^\circ$) круговую орбиту ИСЛ с заданными величинами большой полуоси $a(t_f) = a_f = R_M + H_f$ ($= 5$ тыс. км) и эксцентриситета $e(t_f) = e_f = 0$. Для начальной орбиты полета к Луне заданы время перелета с опорной низкой орбиты ИСЗ до периселения орбиты подлета к Луне (~ 4.5 сут), дата подлета к Луне в периселении, космодром старта с Земли. Задана также начальная масса КА m_0 (~ 2040 кг) при подлете к Луне. Некоторые дополнительные характеристики орбиты полета к Луне укажем ниже. При низкой орбите ИСЛ ($r = r_{\min}$) оптимальным является одноимпульсный переход [3, 4]. В данном случае высокой орбиты ИСЛ (и при $V_\infty \sim 1$ км/с) энергетически более выгодными являются трехимпульсный перелет типа биэллиптического перехода Штернфельда (с учетом возмущений), а также его частный случай – двухимпульсный перелет, при котором импульс в наиболее удаленной точке не сообщается, а изменение элементов траектории происходит за счет влияния гравитационных возмущений [3–9]. Основным содержанием работы будет выявление характеристик (энергетических – по характеристической скорости, временных, геометрических и т.д.) одно-, двух- и трехимпульсного вариантов перехода на орбиту ИСЛ и сравнение их, в основном, с точки зрения энергетики перелета, выбор перелета с наименьшей суммарной характеристической скоростью и максимальной конечной массой.

3. МОДЕЛЬ ПОЛЯ И УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ КА ПРИ УЧЕТЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

При анализе выведения КА на высокие орбиты ИСЛ движение КА от Земли до границы сферы действия Луны (СДЛ) (когда расстояние от КА до центра Луны ρ больше радиуса сферы действия Луны, $\rho > R_{\text{СДЛ}} \approx 60$ тыс. км) моделируется в рамках задачи четырех тел – КА, Земля с учетом ее нецентральности в разложении геопотенциала в ряд по сферическим функциям 8×8 , Луна и Солнце как материальные точки. Движение КА определяется численным интегрированием системы дифференциальных уравнений движения точки в невращающейся геоцентрической геоэквиаториальной системе прямоугольных координат $OXYZ$. При этом используется среднее равноденствие и средний геоэквиатор стандартной эпохи J2000.0. Здесь дифференциальные уравнения, описывающие геоцентрическое движение КА, имеют вид (1):

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\frac{\mu_E}{r^3} \mathbf{r} + \sum_{i=1}^2 \mu_i \left(\frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}|^3} - \frac{\mathbf{r}_i}{r_i^3} \right) + \mathbf{a}_E, \quad (1)$$

где \mathbf{r} – геоцентрический радиус-вектор КА; μ_i и \mathbf{r}_i – гравитационные параметры и геоцентрические радиус-векторы возмущающих небесных тел, причем возмущение соответствует при $i = 1$ – притяжению Луны, а при $i = 2$ – притяжению Солнца; $\mathbf{a}_E = \{a_{Ex}, a_{Ey}, a_{Ez}\}$ – возмущающее ускорение, вызванное нецентральностью поля тяготения Земли с разложением геопотенциала в ряд по сферическим функциям 8×8 .

При дальнейшем движении КА (в основном, внутри границы СДЛ, когда расстояние от КА до центра Луны ρ меньше радиуса ее сферы действия $\rho \leq R_{\text{СДЛ}} \approx 60$ тыс. км) селеноцентрическое движение КА моделируется в рамках задачи четырех тел – КА, Луна с учетом ее нецентральности с разложением селенопотенциала в ряд по сферическим функциям 8×8 , Земля и Солнце, как материальные точки) и определяется численным интегрированием системы дифференциальных уравнений движения точки в невращающейся селеноцентрической геоэквиаториальной системе прямоугольных координат $OXYZ$. При этом используется среднее равноденствие и средний геоэквиатор стандартной эпохи J2000.0. Дифференциальные уравнения, описывающие селеноцентрическое движение КА, имеют вид (2):

$$\frac{d^2 \boldsymbol{\rho}}{dt^2} = -\frac{\mu_M}{\rho^3} \boldsymbol{\rho} + \sum_{i=3}^4 \mu_i \left(\frac{\mathbf{r}_i - \boldsymbol{\rho}}{|\mathbf{r}_i - \boldsymbol{\rho}|^3} - \frac{\mathbf{r}_i}{r_i^3} \right) + \mathbf{a}_M, \quad (2)$$

где $\boldsymbol{\rho}$ – селеноцентрический радиус-вектор КА; μ_i и \mathbf{r}_i – гравитационные параметры и селеноцентрические радиус-векторы возмущающих небесных тел, причем возмущение соответствует при $i = 3$ – притяжению Земли, а при $i = 4$ – притяже-

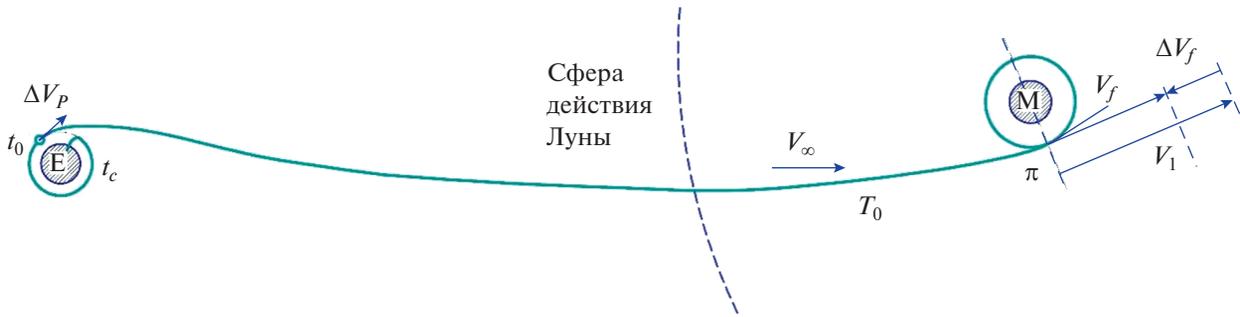


Рис. 1. Схема прямого перелета с Земли на Луну с одноимпульсным переходом КА на круговую орбиту ИСЛ.

нию Солнца ($\mu_E = \mu_3; \mu_4 = \mu_2 = \mu_S, \mu_1 = \mu_M; \mathbf{r}_3 = -\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_4 = \mathbf{r}_3 + \mathbf{r}_2$); $\mathbf{a}_M = \{a_{Mx}, a_{My}, a_{Mz}\}$ – возмущающее ускорение, вызванное нецентральностью поля тяготения Луны с разложением ее потенциала в ряд 8×8 .

Векторы состояния небесных тел определяют из табличных эфемерид DE-421 [10]. В расчетах использованы следующие значения констант: $\mu_E = 398600.4415 \text{ км}^3/\text{с}^2$; $\mu_M = 4902.79914 \text{ км}^3/\text{с}^2$; $\mu_S = 1.32712439935 \cdot 10^{11} \text{ км}^3/\text{с}^2$. Эфемеридная поправка Δt (ТДВ-UTC) принята равной 69.184 с. В основных расчетах дата подлета к Луне меняется на интервале от 1.I по 31.XII.2030.

4. АНАЛИЗ РАССМОТРЕННЫХ СХЕМ ВЫВЕДЕНИЯ КА НА ВЫСОКУЮ ОРБИТУ ИСЛ

Анализ рассмотренных схем выведения КА на высокую круговую орбиту ИСЛ был проведен в четыре этапа.

4.1. Рассмотренные схемы перелета на орбиту ИСЛ

На первом этапе анализа определяются схемы выведения на целевые орбиты, отвечающие условиям оптимальности в случае кеплеровского поля и критериям простоты построения траекторий и малого времени выведения на высокие орбиты ИСЛ в общем случае реального поля притяжения. В первую очередь к таким относятся схемы прямого перелета КА от Земли с одноимпульсным и трехимпульсным торможением при переходе на орбиты ИСЛ. Ранее некоторые особенности анализа и характеристики таких переходов с учетом реального гравитационного поля были рассмотрены в работах [6–9]. Здесь и далее характеристики таких переходов будут приведены на втором и третьем этапах анализа. В работе также большое внимание уделено двухимпульсному маневру торможения – частному случаю трехимпульсного перехода КА на высокие орбиты ИСЛ, при котором импульс в удаленной точке не сообщается, а его влияние заменяется гравитационными возмущениями. Ранее этот маневр был рассмотрен в

работах [7–9]. Его анализу посвящен четвертый этап исследования.

Далее проанализируем каждый из упомянутых вариантов выведения на конечную высокую круговую орбиту ИСЛ.

4.2. Одноимпульсный вариант торможения

На втором этапе рассматривается обычная траектория выведения, реализующая схему прямого перелета КА от Земли с одноимпульсным маневром торможения у Луны. При такой схеме выведения спутник в составе ракеты космического назначения (РКН) стартует в момент времени t_0 с космодрома (Байконур, Восточный, Куру), далее он выводится на промежуточную опорную орбиту высотой $\sim 200 \text{ км}$ и наклоном $\sim 51.6^\circ$, затем в течение $\sim 1-1.5 \text{ ч}$ происходит пассивный полет по этой орбите. В расчетный момент времени t_0 двигательная установка (ДУ) разгонного блока (РБ) сообщает импульс скорости, переводящий КА на траекторию полета к Луне. Далее в течение $\sim 4.5 \text{ сут}$ после отделения от РБ КА летит к Луне по высокоэллиптической траектории. Затем спутник входит в СДЛ на расстоянии $\sim 60 \text{ тыс. км}$ от ее центра, внутри которой движение происходит по селеноцентрической орбите, близкой к гиперболической траектории.

В случае одноимпульсного торможения для схода КА с гиперболы подлета к Луне на орбиту ИСЛ двигательная установка КА (ДУ) сообщает один тормозной импульс и получается конечная высокая круговая орбита, в основном варианте ее радиус принят равным $a_f = 5 \text{ тыс. км}$. Схема такого варианта выведения приведена на рис. 1.

4.3. Трехимпульсный вариант торможения

На третьем этапе анализа рассматривается траектория выведения, внешне напоминающая биэллиптический перелет. Но она учитывает возмущения и реализует схему прямого перелета КА от Земли с апсидальным трехимпульсным маневром торможения у Луны, то есть все три импульса скорости сообщаются в апсидальных точках траекто-

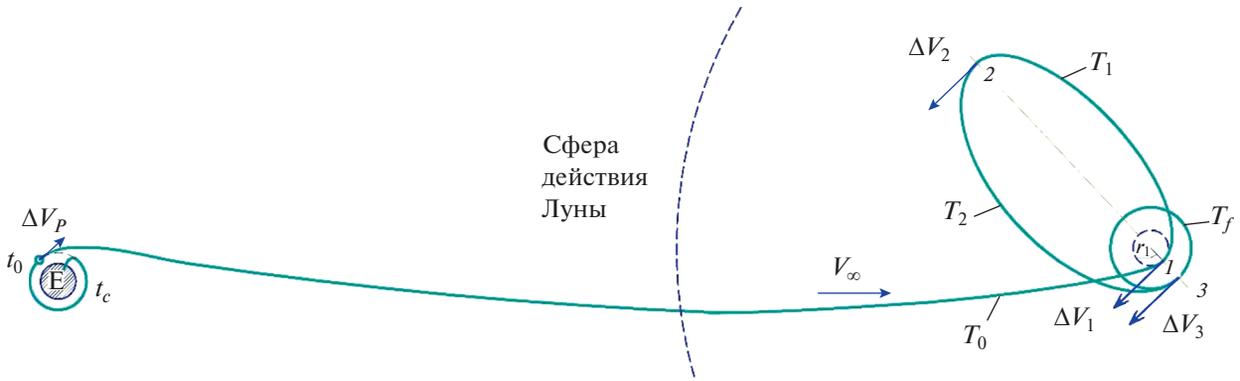


Рис. 2. Схема прямого перелета с Земли на Луну с трехимпульсным переходом КА на высокую круговую орбиту ИСЛ.

рии перелета вдоль скорости. Этот вариант управления близок к оптимальному [7, 8] и в силу своей простоты взят для анализа. В таком случае первый, тормозной, импульс сообщается в периселении гиперболы подлета T_0 на минимально возможном с точки зрения практической реализации расстоянии $r_1 = r_{\min} = R_M + 100$ км, и получается орбита T_1 . Второй, разгонный, импульс сообщается в апоселении (с учетом возмущений) высокоэллиптической орбиты T_1 на заданном расстоянии $r_2 \approx 45$ тыс. км от центра Луны, и получается орбита T_2 . Третий, тормозной, импульс сообщается в периферии высокоэллиптической орбиты T_2 и переводит КА на конечную полярную круговую орбиту ИСЛ радиусом $a_f = 5$ тыс. км. Схема трехимпульсного торможения приведена на рис. 2.

На третьем этапе величина наклоения гиперболы подлета i_0 подбирается так, чтобы в конце перелета, с учетом возмущений получилась орбита с заданным наклоением, $i_f = 90^\circ$:

1) Для заданного начального наклоения гиперболы к экватору i_{0l} , величину которого в первом приближении ($l = 0$) можно принять равной 90° , определяем траекторию выведения КА на конечную орбиту, соответствующее ей текущее наклонение конечной орбиты i_{3l} , а также его рассогласование с целевым наклоением $\Delta i_{fl} = i_{3l} - i_f$.

2) Меняем наклонение i_0 начальной подлетной гиперболической орбиты так, чтобы конечное наклонение орбиты ИСЛ i_3 равнялось заданному i_f : $|\Delta i_{fl}| \leq \epsilon(i_f)$. В расчетах допустимая ошибка $\epsilon(i_f)$ принята равной 0.001° . Если величина рассогласования $|\Delta i_{fl}|$ больше допустимой ошибки $\epsilon(i_f)$, то меняем величину подлетного наклоения

$$i_{0(l+1)} = i_{0l} - \Delta i_{fl} \tag{3}$$

и переходим к этапу 1. Сходимость получается хорошей. Задача решается за 5–6 итераций.

В результате, получаем траекторию выведения с трехимпульсным торможением для перевода КА

с учетом возмущений, на высокую полярную круговую орбиту ИСЛ радиусом 5 тыс. км.

4.4. Двухимпульсный вариант торможения

На четвертом этапе исследуется траектория выведения, реализующая схему прямого перелета КА от Земли с апсидальным двухимпульсным маневром торможения у Луны. Она является частным случаем предыдущей схемы с трехимпульсным переходом. В таком случае разгонный импульс вблизи апоселения переходной орбиты не сообщается, а начальный тормозной импульс и начальное наклонение в периселении гиперболы подлета КА к Луне подбираются так, что изменение конечных расстояния в периселении и наклонения обеспечивается пассивно, под влиянием гравитационных возмущений, в основном – от Земли. В ряде случаев этот переход может быть энергетически оптимальным. Схема двухимпульсного торможения приведена на рис. 3.

На четвертом этапе величина наклоения гиперболы подлета i_0 подбирается примерно также, как и на третьем этапе, за исключением формулы (3), по которой определяется величина подлетного наклоения на $(l + 1)$ итерации. На каждой l -ой итерации проводится два расчета. Для первого расчета, когда подлетное наклонение равняется $i_{1l} = i_{0l}$, получаем траекторию, двигаясь по которой, КА переходит на конечную круговую орбиту с наклоением i_{1l}^* , отличающимся от заданного наклоения $i_f = 90^\circ$ на величину $\Delta i_{1l} = i_f - i_{1l}^*$. Для второго расчета подлетное наклонение i_{2l} изменяется на величину Δi_{1l} : $i_{2l} = i_{0l} + \Delta i_{1l}$, а конечное наклонение i_{2l}^* будет иметь рассогласование с i_f , равное $\Delta i_{2l} = i_f - i_{2l}^*$. Тогда на $(l + 1)$ -ой итерации подлетное наклонение i_1 определяется по формуле (4):

$$i_{0(l+1)} = i_{1l} + k\Delta i_{1l}, \tag{4}$$

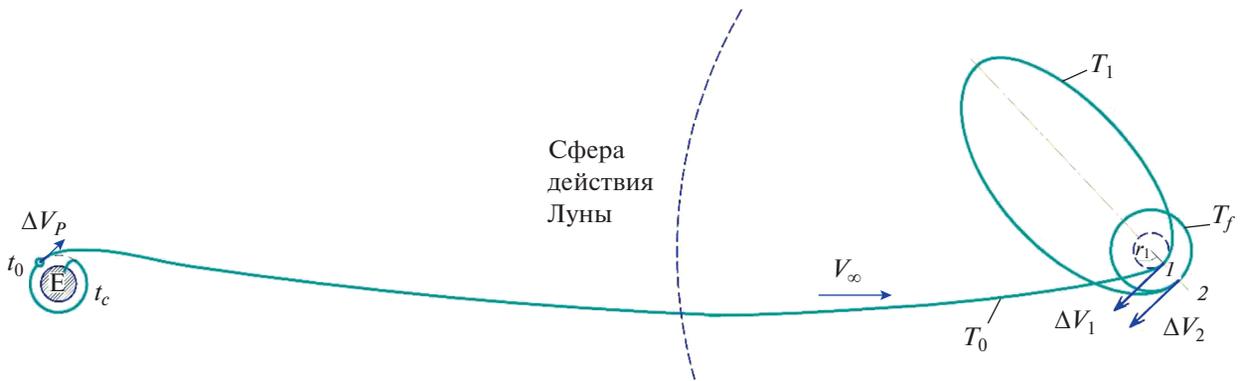


Рис. 3. Схема простого прямого перелета с Земли на Луну с двухимпульсным переходом КА на высокую круговую орбиту ИСЛ.

где $S = \frac{\Delta i_{1l}(i_{2l} - i_{1l})}{(\Delta i_{2l} - \Delta i_{1l})}$, $\Delta i_{1l} = i_f - i_{1l}^*$, $\Delta i_{2l} = i_f - i_{2l}^*$.

Если $\frac{|S|}{|i_{0l}|} > 1.5$, то $k = k \times 0.25$. Иначе если

$\frac{|S|}{|i_{0l}|} \geq 1$, то $k = k \times 0.5$; иначе если $\frac{|S|}{|i_{0l}|} < 1$, то $k = 1$.

В таком случае сходимость также получается хорошей. Задача решается за 9–10 итераций.

В результате получаем траекторию выведения, использующую двухимпульсное торможение для перевода КА, с учетом возмущений, на высокую полярную круговую орбиту ИСЛ радиусом $a_f = 5$ тыс. км. Отметим, что для этой схемы апоселений траектории КА может подходить к границе СДЛ или даже выходить за ее пределы.

5. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Для численного анализа используется ДУ с характеристиками: тяга $P = 420$ кгс, удельный импульс $P_{уд} = 298.7$ с. При подлете к Луне масса КА принята равной $m_0 \approx 2040$ кг. Анализ затрат на n – импульсное торможение, где $n = 1, 2, 3$, для перехода на высокую полярную орбиту ИСЛ радиусом $a_f = 5$ тыс. км проводился на интервале дат с 1.I по 31.XII.2030. Длительность полета от Земли до периселения у Луны составляет $\Delta t_{(3-л)} = 4.5$ дня. Для обеспечения лучшей видимости с российских станций слежения рассматриваются только северные траектории отлета КА от Земли. При этом подлет к Луне может происходить как с севера, так и с юга. Для одноимпульсного перехода КА на орбиту ИСЛ варианты подлета КА к Луне с севера или с юга равнозначны по энергетике. Для определенности в работе для всех вариантов торможения будет рассматриваться только вариант подлета КА к Луне с юга.

5.1. Одноимпульсный вариант торможения

На рис. 4 приведена величина тормозного импульса при одноимпульсном выведении КА на высокую полярную круговую орбиту ИСЛ радиусом $a_f = 5$ тыс. км, при наклонении к экватору $i_f = 90^\circ$. Из его анализа видно, что величина тормозного импульса ΔV_T в течение года меняется в диапазоне от ~ 639 до ~ 732 м/с, а конечная масса КА m_f – в диапазоне от ~ 1589 до ~ 1640 кг. Также на рис. 4 приведена зависимость расстояния от Земли до Луны $r_{3-л}(t)$ от даты подлета КА к Луне. Из его анализа видно, что прослеживается прямая зависимость между величинами тормозного импульса и расстояния от Земли до Луны. Зависимости носят близкий к периодическому характер, их колебания почти повторяются один раз в лунный месяц.

5.2. Трехимпульсный вариант торможения

На рис. 5 приведена зависимость суммарной характеристической скорости апсидального трехимпульсного перехода, для которого импульсы сообщаются в апсидальных точках, причем расстояние до Луны в точке сообщения второго импульса задано равным 45 тыс км. Из его анализа видно, что на реализацию траектории прямого перелета с трехимпульсным торможением у Луны в 2030 г. потребуются запас суммарной характеристической скорости от ~ 560 до ~ 616 м/с. При этом, подлетное наклонение в течение года меняется в диапазоне от $\sim 55^\circ$ до $\sim 77^\circ$ (рис. 6), а конечная масса КА от ~ 1653 до ~ 1685 кг. Длительность движения КА от периселения гиперболы подлета (точка 1 на рис. 2) до перехода на орбиту ИСЛ (точка 3 на рис. 2) в течение года меняется слабо от ~ 3.77 до ~ 3.97 сут (рис. 7).

5.3. Двухимпульсный вариант торможения

На рис. 8 приведена суммарная характеристическая скорость такого апсидального двухим-

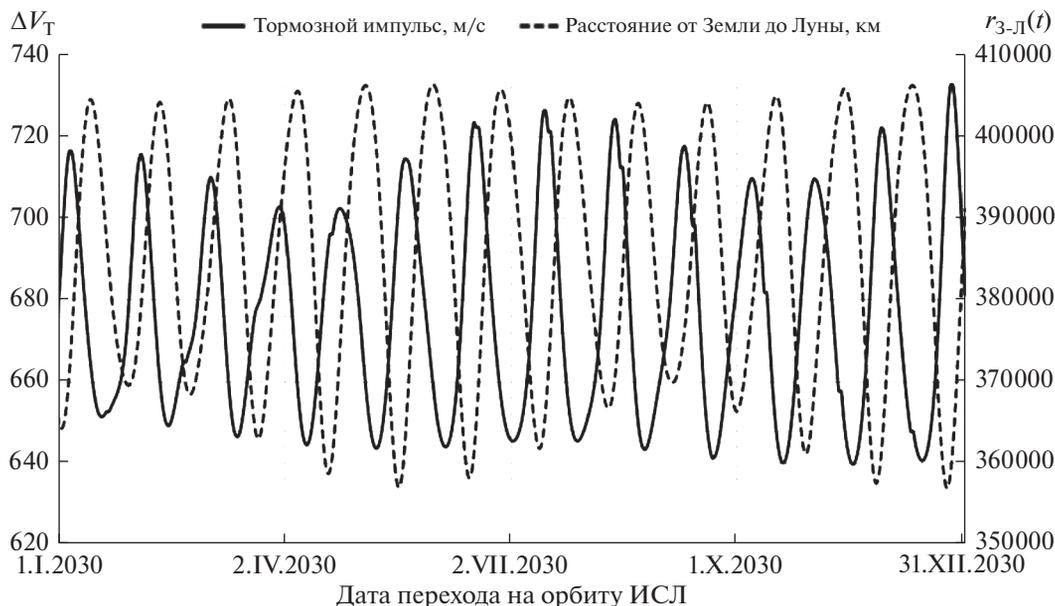


Рис. 4. Зависимости тормозного импульса ΔV_T при одноимпульсном выведении КА на высокую полярную круговую орбиту ИСЛ радиусом $a_f = 5$ тыс. км, а также расстояния от Земли до Луны $r_{З-Л}(t)$ от даты перехода КА на орбиту ИСЛ.

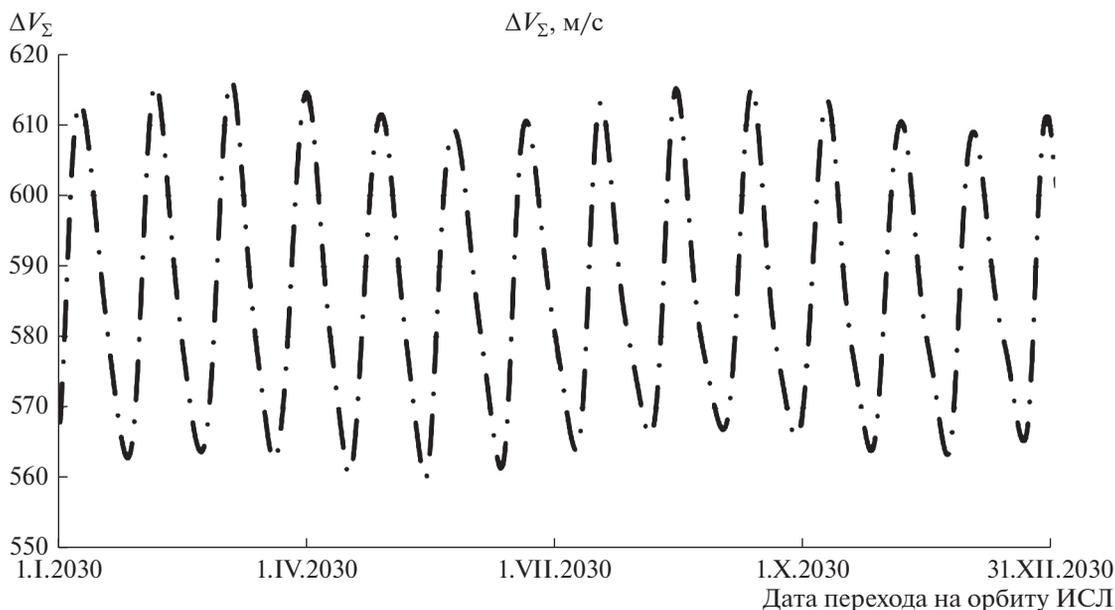


Рис. 5. Зависимость суммарной характеристической скорости ΔV_Σ трехимпульсного выведения КА на высокую полярную круговую орбиту ИСЛ радиусом $a_0 = 5$ тыс. км от даты подлёта КА к Луне.

пульсного перехода. Из его анализа видно, что для заданного диапазона дат эта скорость меняется в пределах от ~ 525 до ~ 577 м/с. При этом, подлетное наклонение в течение года меняется в диапазоне от $\sim 31.5^\circ$ до $\sim 66^\circ$ (рис. 6), а конечная масса КА – от ~ 1675.6 до ~ 1705 кг. Расстояние в удаленном апоселении r_α варьируется в диапазоне от ~ 46.5 до ~ 65.5 тыс. км (рис. 9), а продолжительность движения КА от периселения гиперболы подлета (точка 1 на рис. 3) до перехода на орбиту

ИСЛ (точка 2 на рис. 3) из-за этого сильно изменяется в пределах от ~ 4.21 до ~ 8.11 сут (рис. 7).

6. СРАВНЕНИЕ РАССМОТРЕННЫХ ВАРИАНТОВ ТОРМОЖЕНИЯ

Основные массово-энергетические характеристики рассмотренных выше вариантов торможения, а также результаты их сравнения приведены в табл. 1. В ней и далее индексы (1), (2) и (3)

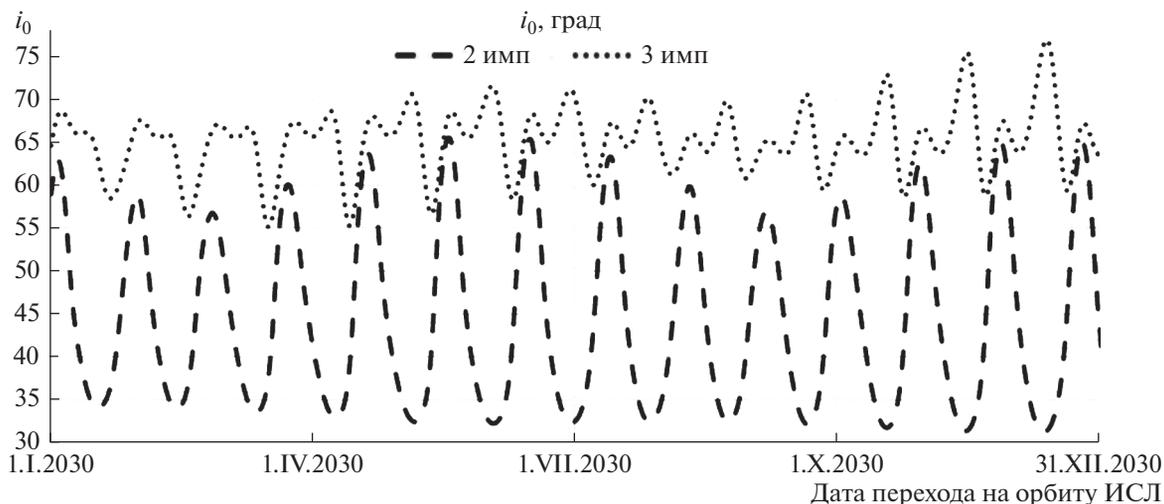


Рис. 6. Зависимости селенографического подлетного наклонения для двух- и трехимпульсного вариантов торможения при переходе на высокую полярную круговую орбиту ИСЛ радиусом $a_f = 5$ тыс. км от даты подлета КА к Луне.

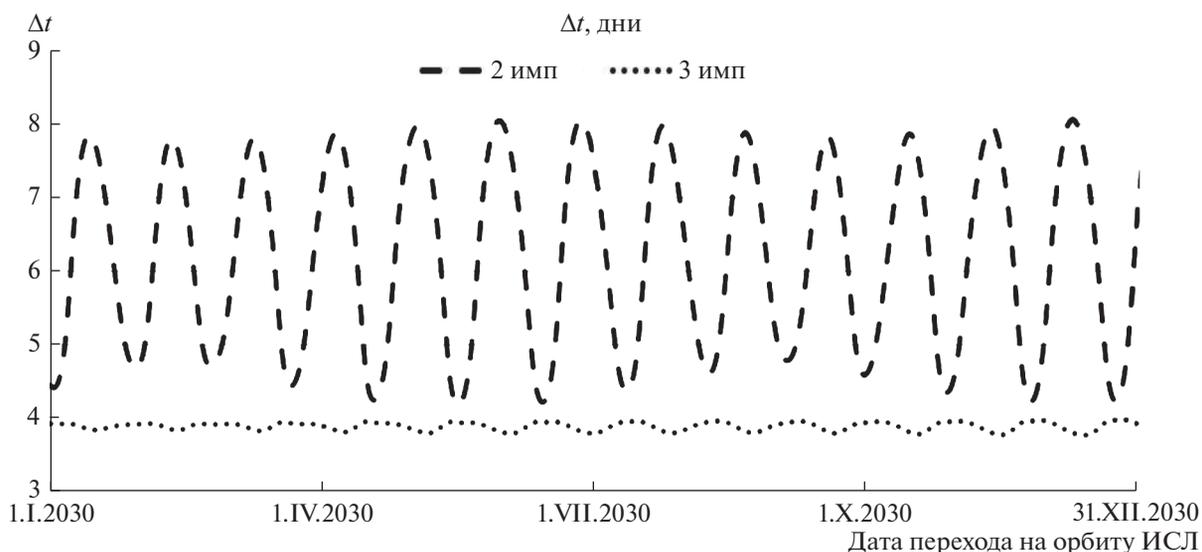


Рис. 7. Зависимость продолжительности движения КА от периселения гиперболы подлета КА к Луне до перехода на орбиту ИСЛ для двух- и трехимпульсного вариантов торможения в зависимости от даты подлета.

соответствуют характеристикам одно-, двух- и трехимпульсного вариантов выведения КА, индексы (1-3) и (3-1) — означают разницу соответствующих величин в одно- и трехимпульсном вариантах выведения, индексы (1-2) и (2-1) — означают разницу соответствующих величин в одно- и двухимпульсном вариантах выведения, индексы (2-3) и (3-2) — означают разницу соответствующих величин в двух- и трехимпульсном вариантах выведения, верхние числа в ячейках соответствуют наименьшим величинам соответствующего параметра, а нижние числа — его наибольшим значениям.

Для наглядности основные характеристики рассмотренных выше вариантов торможения

представлены на рис. 6, 7 и 10. Так, на рис. 6 приведены значения селенографического подлетного наклонения для двух- и трехимпульсного вариантов торможения при переходе на высокую полярную орбиту ИСЛ радиусом $a_f = 5$ тыс. км в зависимости от даты подлета КА к Луне. На рис. 7 представлена продолжительность движения КА от периселения гиперболы подлета КА к Луне до перехода на орбиту ИСЛ для двух- и трехимпульсного торможений в зависимости от даты подлета. На рис. 10 приведены зависимости суммарной характеристической скорости одно-, двух- и трехимпульсного вариантов торможения при переходе на высокую полярную круговую орбиту

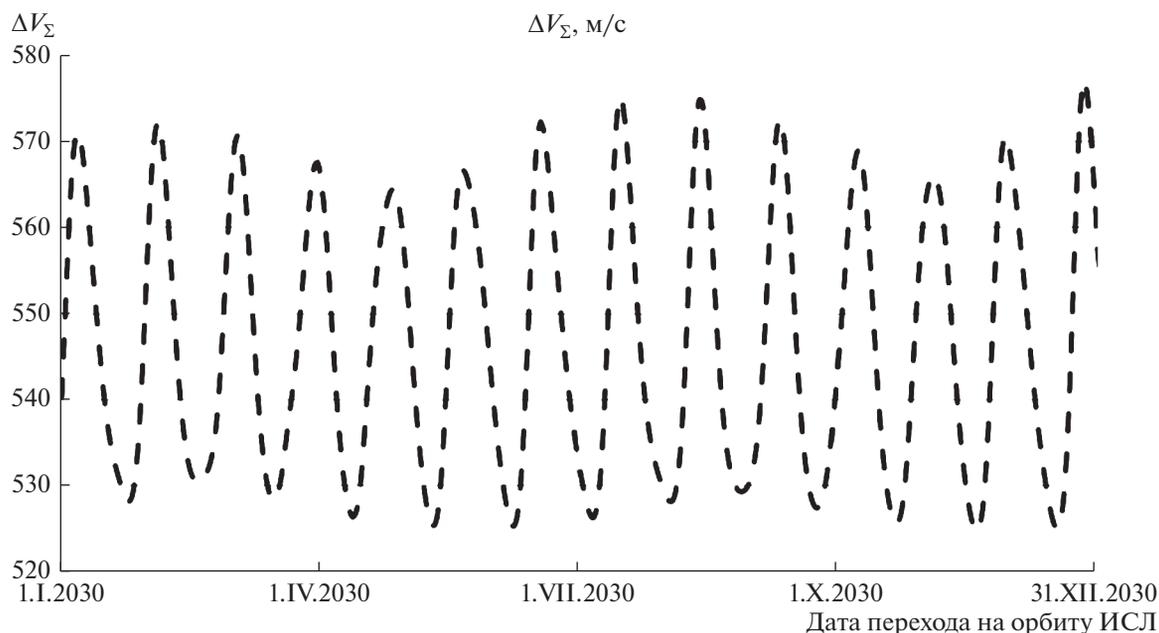


Рис. 8. Зависимость суммарной характеристической скорости ΔV_f двухимпульсного выведения КА на высокую полярную круговую орбиту ИСЛ радиусом $a_0 = 5$ тыс. км от даты подлета КА к Луне.

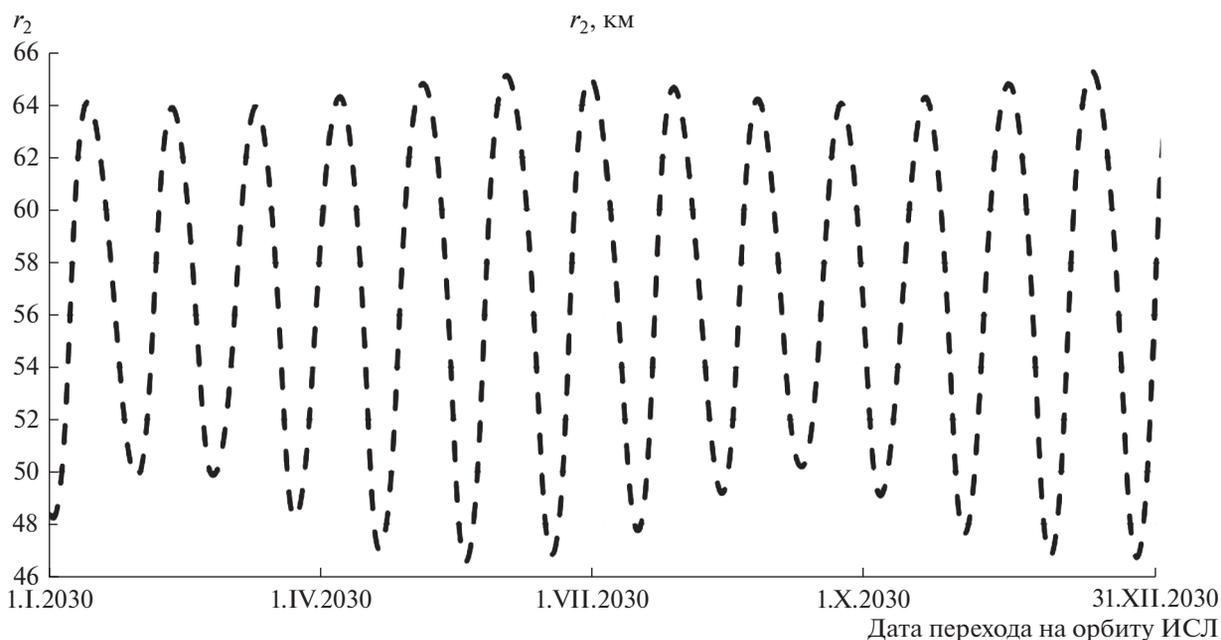


Рис. 9. Зависимость расстояния в удаленной точке r_α при двухимпульсном выведении КА на высокую полярную круговую орбиту ИСЛ радиусом $a_0 = 5$ тыс. км от даты подлета КА к Луне.

ИСЛ радиусом $a_f = 5$ тыс. км в зависимости от даты подлета КА к Луне.

Из анализа табл. 1, а также рис. 4, 5, 8 и 10 видно, что для заданной схемы выведения РН “Союз-2.1б” с РБ “Фрегат” выигрыш 3-импульсного выведения над 1-импульсным $\delta V_f^{(1-3)}$ по суммарной характеристической скорости меняется в пределах от ~ 79 до ~ 116 м/с, а по конечной массе

КА $\delta m^{(3-1)}$ — от ~ 45 до 64 кг. Выигрыш 2-импульсного выведения над 3-импульсным по суммарной характеристической скорости $\delta V_x^{(3-2)}$ составляет от ~ 29 до ~ 35 м/с, а по конечной массе КА $\delta m^{(2-3)}$ от ~ 20 до 22.2 кг. Выигрыш 2-импульсного выведения над 1-импульсным по суммарной характеристической скорости $\delta V_x^{(1-2)}$ составляет от ~ 114 до

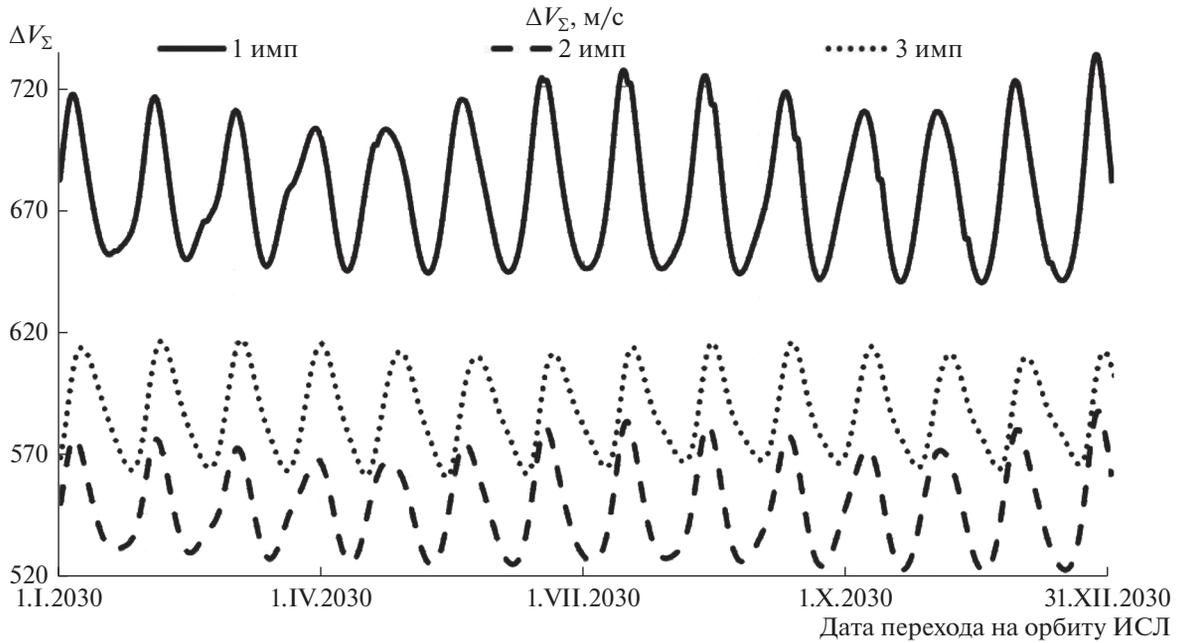


Рис. 10. Зависимости суммарной характеристической скорости для одно-, двух- и трехимпульсного вариантов торможения при переходе на конечную высокую полярную круговую орбиту ИСЛ радиусом $a_0 = 5$ тыс. км от даты подлета КА к Луне.

~155 м/с, а по конечной массе КА $\delta m^{(2-1)}$ от ~65 до ~86.3 кг.

Из анализа рис. 8, 10 и табл. 1 видно, что для наилучшего варианта, двухимпульсного выведения на конечную орбиту в 2030 г., суммарная характеристическая скорость $\Delta V_f^{(2)}$ меняется в диапазоне от ~525 до ~577 м/с, при этом масса КА на целевой орбите варьируется от ~1652.9 до ~1694.8 кг. Также анализ рис. 6 показывает, что влияние возмущений так сильно воздействует на траекторию, что в случае двухимпульсного выведения подлетное наклонение i_0 в зависимости от даты перехода КА на орбиту ИСЛ меняется в пределах от ~32° до ~66°, а в случае трехимпульсного — от ~55° до ~77°. Таким образом, диапазон изменения подлетного наклонения в двухимпульсном случае существенно шире (и составляет ~34°, см. рис. 6), чем в трехимпульсном варианте, для которого этот разброс ра-

вен ~22° (рис. 6). Такая же картина наблюдается и для продолжительностей движения КА по орбитам вокруг Луны, изображенных на рис. 7. Из его анализа видно, что в случае двухимпульсного торможения длительность маневра изменяется в пределах от ~4.2 до ~8.1 сут, а в трехимпульсном — в пределах от ~3.8 до ~4 сут.

Из полученных данных следует, что в классе рассмотренных схем одно-, двух- и трехимпульсных перелетов (в рамках задачи четырех тел — Луна, Земля, Солнце, КА) на высокую круговую орбиту ИСЛ энергетически оптимальными (с меньшей величиной суммарной характеристической скорости) являются двухимпульсные перелеты. Для этих перелетов КА после торможения на минимальном расстоянии от Луны КА переходит на сильно вытянутую эллиптическую орбиту с апоселением в районе границы

Таблица 1. Массово-энергетические характеристики решения задачи перехода на высокую полярную круговую орбиту ИСЛ для 2030 г.

r_1 , км	a_f тыс. км	$r_2^{(3)}$, тыс. км	$r_2^{(2)}$, тыс. км	$\Delta V_f^{(3)}$, м/с	$\Delta V_f^{(2)}$, м/с	$\Delta V_f^{(1)}$, м/с	$m_f^{(3)}$, кг	$m_f^{(2)}$, кг	$m_f^{(1)}$, м/с
1838.57	5	45	46.5	560	525	639	1652.894	1675.047	1588.717
			65.5	616	577	732	1684.797	1705.048	1639.966
$\delta V_f^{(1-3)}$, м/с		$\delta V_f^{(1-2)}$, м/с		$\delta V_f^{(3-2)}$, м/с		$\delta m_f^{(3-1)}$, кг		$\delta m_f^{(2-1)}$, кг	$\delta m_f^{(2-3)}$, кг
79		114		35		44.831		65.082	20.251
116		155		39		64.177		86.330	22.153

сферы действия Луны, около 45–65 тыс. км. При движении КА в районе апоселения происходит необходимое сильное изменение элементов орбит КА – не за счет импульса скорости в окрестности апоселения, а за счет возмущений, в основном, от Земли. Затем КА в периселении своей орбиты подлетает к конечной орбите, в общей точке сообщается заключительный импульс скорости.

Замечание. Выполненный анализ учитывает только номинальное движение КА и не учитывает всегда возникающие ошибки управления и навигации, а также необходимость проведения коррекций, что, конечно, приведет к появлению дополнительных расходов топлива. Для выбора энергетически оптимальных траекторий полета необходимо минимизировать суммарные затраты топлива – и на номинальное управление, и на коррекцию траектории полета КА. Из-за большой чувствительности двухимпульсных траекторий к действующим на КА возмущениям, расход топлива на коррекцию для них будет, возможно, больше, чем для более устойчивого трехимпульсного выведения, что, в целом, может сократить выигрыш двухимпульсного варианта выведения в сравнении с трехимпульсным.

В будущих работах авторы планируют представить результаты анализа выведения с помощью одно-, двух- и трехимпульсного торможений для перехода на высокие круговые орбиты ИСЛ при подлете к Луне с севера N , а также с учетом ошибок управления, навигации и коррекций траектории полета на орбиту ИСЛ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнен анализ выведения КА на высокие круговые полярные орбиты ИСЛ радиусом 5 тыс. км, их можно использовать для построения лунной спутниковой системы и, возможно, для размещения окололунной пересадочной платформы. Определены характеристики трех схем прямого перелета КА от Земли к Луне с одно-, двух- и трехимпульсным маневром торможения при переходе на конечную орбиту ИСЛ с подлетом к Луне с юга S .

В рамках исследования разных схем полета от Земли на орбиты ИСЛ развит алгоритм определения трехимпульсного перелета и разработан алгоритм определения его частного случая – двухимпульсного перелета, для которого промежуточный импульс – нулевой. Здесь, в частности, предложен алгоритм подбора подлетного наклона в случае двухимпульсного торможения при переходе на высокую полярную круговую орбиту ИСЛ радиусом 5 тыс. км.

Для времени перелета Земля–Луна 4.5 дня и на интервале дат подлета КА к Луне с 31.XII.2029 по

1.I.2031 получены количественные результаты анализа для рассмотренных вариантов торможения. Выполнен сравнительный анализ разных схем маневра для номинальных траекторий, без учета коррекций. В частности, проведено сравнение результатов, полученных для двухимпульсного перехода, с его одноимпульсными и трехимпульсными аналогами.

Показано, что для заданной схемы выведения с помощью РН “Союз-2.1б” с РБ “Фрегат” выигрыш трехимпульсного выведения над одноимпульсным $\delta V_f^{(1-3)}$ по суммарной характеристической скорости меняется в пределах от ~ 79 до ~ 116 м/с, а по конечной массе КА $\delta m^{(3-1)}$ – от ~ 45 до 64 кг. Выигрыш двухимпульсного выведения над трехимпульсным по характеристической скорости составляет $\delta V_x^{(3-2)}$ от ~ 29 до ~ 35 м/с, а по конечной массе КА $\delta m^{(2-3)}$ от ~ 20 до 22.2 кг. Выигрыш двухимпульсного выведения над одноимпульсным составляет по характеристической скорости $\delta V_x^{(1-2)}$ от ~ 114 до ~ 155 м/с, а по конечной массе КА $\delta m^{(2-1)}$ от ~ 65 до ~ 86.3 кг. Для такой схемы выведения для варианта с двухимпульсным торможением при переходе на указанную конечную орбиту в 2030 г. суммарная характеристическая скорость $\Delta V_f^{(2)}$ меняется в диапазоне от ~ 525 до ~ 577 м/с, при этом масса КА на целевой орбите варьируется от ~ 1652.9 до ~ 1694.8 кг.

Показано, что возмущения, в основном, от Земли, так сильно воздействуют на двух- и трехимпульсную траектории, что в случае двухимпульсного выведения подлетное наклонение i_0 в зависимости от даты перехода КА на орбиту ИСЛ меняется в пределах от $\sim 32^\circ$ до $\sim 66^\circ$, а в случае трехимпульсного – от $\sim 55^\circ$ до $\sim 77^\circ$. Таким образом, диапазон изменения подлетного наклона в двухимпульсном случае ($\sim 34^\circ$) существенно шире, чем в трехимпульсном варианте, для которого этот разброс равен $\sim 22^\circ$. Такая же картина наблюдается и для продолжительности движения КА по орбитам вокруг Луны. В случае двухимпульсного торможения она меняется в пределах от ~ 4.2 до ~ 8.1 сут, а в трехимпульсном – в пределах от ~ 3.8 до ~ 4 сут.

Расстояние в удаленном апоселении для трехимпульсного варианта принято на основании предыдущего анализа равным 45 тыс. км, а в двухимпульсном случае оно определяется алгоритмом, меняясь в широком диапазоне – от 46.5 до 65.5 тыс. км, таким образом, его разброс составляет ~ 19 тыс. км. Возникающее здесь, в районе границы сферы действия Луны относительно Земли, сильное возмущение позволяет получить двухимпульсные траектории с нулевым промежуточным импульсом скорости, имеющие

в рассмотренных ситуациях наименьшие характеристические скорости перелета.

Отмечена необходимость дальнейшего развития анализа задачи, в частности, с учетом коррекций для парирования ошибок управления и навигации при полете КА на заключительном этапе перелета на орбиту ИСЛ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Болкунов А.И., Сердюков А.И., Игнатович Е.И. и др. Выбор орбитальной группировки для лунной информационно-навигационной обеспечивающей системы // Полет. 2012. № 3. С. 52–59.
2. Гордиенко Е.С., Ивашкин В.В., Симонов А.В. Анализ устойчивости орбит искусственных спутников Луны и выбор конфигурации лунной спутниковой системы // Вестник НПО им. С.А. Лавочкина. 2014. № 4(34). С. 40–54.
3. Основы теории полета космических аппаратов / Под ред. Г.С. Нариманова, М.К. Тихонравова. М.: Машиностроение, 1972.
4. Ивашкин В.В. Оптимизация космических манёвров при ограничениях на расстояния до планет. М.: Наука, 1975.
5. Макушенко Ю.Н., Муртазин Р.Ф., Зарубин Д.С. Космический порт для доставки экипажа на поверхность Луны // Космическая техника и технологии. 2019. Т. 2. № 25. С. 5–13.
6. Гордиенко Е.С., Худорожков П.А. К вопросу выбора рациональной траектории полета к Луне // Вестник НПО им. С.А. Лавочкина. 2016. № 1. С. 15–25.
7. Гордиенко Е.С., Ивашкин В.В. Использование трехимпульсного перехода для выведения космического аппарата на орбиты искусственного спутника Луны // Космич. исслед. 2017. Т. 55. № 3. С. 207–217.
8. Гордиенко Е.С. Методика оптимального выведения космического аппарата на высокие круговые орбиты искусственного спутника Луны. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. Д 212.141.22 на базе МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2019. URL: http://195.19.40.226/dissertations/var/www/uch/assets/essays/Автореферат_10.pdf
9. Муртазин Р.Ф. Эффективное выведение космического аппарата на высокую круговую окололунную орбиту // Космонавтика и ракетостроение. 2019. № 3(108). С. 5–12.
10. Folkner W.M., Williams J.G., Boggs D.H. The Planetary and Lunar Ephemeris DE 421 // IPN Progress Report 42-178. JPLIOM 343R-08-003. 2009. P. 1–34.

УДК 629.7.052

СТАБИЛИЗАЦИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОГО РАВНОВЕСИЯ СПУТНИКА ПРИ ПОМОЩИ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ С УЧЕТОМ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ СИЛ

© 2022 г. В. М. Морозов¹, В. И. Каленова¹, *¹Научно-исследовательский институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*kalenova44@mail.ru

Поступила в редакцию 10.09.2021 г.

После доработки 18.11.2021 г.

Принята к публикации 24.11.2021 г.

Рассматривается стабилизация относительного равновесия спутника на круговой орбите, снабженного магнитной системой ориентации, при учете аэродинамических моментов. Линеаризованная система уравнений движения относится к специальному классу линейных нестационарных систем, приводимых к стационарным. Исследована управляемость как стационарной, так и нестационарной системы. Построен работоспособный алгоритм стабилизации на основе приведенной стационарной системы. Проведено моделирование, демонстрирующее эффект влияния аэродинамических моментов.

DOI: 10.31857/S0023420622030074

1. ВВЕДЕНИЕ

Эта работа является продолжением серии работ по стабилизации стационарных движений спутника, центр масс которого движется по круговой орбите, при помощи моментов различной природы, возникающих при взаимодействии с геомагнитным полем [1–6]. Исследования проводились на основании факта принадлежности линеаризованных уравнений движения к специальному классу приводимых линейных нестационарных систем (ЛНС). Свойство приводимости ЛНС к стационарным системам позволило разработать строгий аналитический подход к исследованию указанных задач. Были получены необходимые и достаточные условия управляемости систем и предложены работоспособные оптимальные алгоритмы стабилизации.

В предлагаемой работе указанный подход применяется для решения задачи стабилизации относительного равновесия спутника при учете аэродинамических моментов.

Рассматривается движение спутника по круговой орбите в гравитационном поле. Аэродинамические моменты оказывают существенное влияние на движение спутника около центра масс на низких орбитах (до 700 км). Выражения для аэродинамических моментов в большинстве работ используются в традиционном виде, удобном для аналитических исследований [7–11]. Влияние гравитационных, аэродинамических и магнитных моментов на устойчивость положений равновесия спутника на круговой орбите рассмотрено в [7, 11–13]. При этом

характер устойчивости в общем случае не является асимптотическим, и вопрос о стабилизации тем или иным способом представляет практический интерес. Как известно, одним из таких способов является стабилизация при помощи магнитных систем, который основан на взаимодействии собственного магнитного момента спутника с внешним магнитным полем. Различным аспектам проблем управления и определения ориентации спутников с помощью магнитных катушек и магнитометров посвящено много работ (см., например, [3, 14–16]). Обзор работ по управлению ориентацией космических аппаратов при помощи магнитных моментов содержится в [17, 18].

Задача стабилизации относительного равновесия при помощи магнитных моментов с учетом аэродинамических сил рассматривалась в [19, 20]. В этой работе желаемая ориентация соответствует гравитационно-неустойчивому положению равновесия, и магнитное управление необходимо для обеспечения устойчивости. Исследованы также вопросы управляемости и предложены алгоритмы управления, основанные на LQR-методе для дискретного времени.

Линеаризованные модели рассматриваемых задач представляются линейными нестационарными системами (ЛНС), так как управляющий момент является функцией геомагнитного поля, которое изменяется во время движения спутника по орбите. В большинстве работ предполагается, что изменение носит периодический характер, если орбита

спутника – круговая. Как отмечено в [18], это предположение вполне оправдано. Поэтому математические модели рассматриваемых задач представляют собой системы дифференциальных уравнений с периодическими коэффициентами. Это обстоятельство вносит существенные трудности как в изучение управляемости системы, так и в разработку эффективных алгоритмов управления.

Выбор коэффициентов усиления в алгоритме управления с обратной связью, обеспечивающий асимптотическую устойчивость равновесия спутника – центральный вопрос в этой задаче. При построении алгоритмов управления с обратной связью используются, в основном, следующие подходы. Один подход приводит к численному анализу линейной периодической системы на основании теории Флоке (см. работы [16, 17, 21]). Другой подход основан на применении метода функций Ляпунова (см. [22, 23]). Следует подчеркнуть, что при обоих подходах способ выбора коэффициентов обратной связи не указывается.

Как уже указывалось, предлагаемый в работе подход основан на приводимости исходной нестационарной системы к стационарной системе большей размерности [24, 25]. Для приведенной стационарной системы строится оптимальный алгоритм стабилизации, основанный на LQR-методе.

Использование алгоритмов стабилизации для стационарных систем имеет ряд достоинств.

1) Управление строится с помощью линейно-квадратичного регулятора на бесконечном интервале времени, что приводит к управлению в виде обратной связи с постоянными коэффициентами. Это управление обеспечивает асимптотическую устойчивость приведенной стационарной системы;

2) Процесс построения управления хорошо алгоритмизирован. Для получения результата достаточно задать лишь параметры оптимизируемого функционала.

Полученное на основании стационарной системы стабилизирующее управление вводится в исходную нестационарную систему при помощи вспомогательных переменных, которые выбираются таким образом, чтобы преобразование от исходных переменных к переменным стационарной системы было невырожденным.

Работоспособность и эффективность предлагаемых алгоритмов подтверждается математическим моделированием.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается движение спутника вокруг центра масс в гравитационном поле Земли. Предполагается, что центр масс спутника движется по круговой орбите. На спутник действует также восстанавливающий аэродинамический момент, выражение для которого принимается в соответ-

ствии с [20]. Управляющий момент создается за счет взаимодействия собственного магнитного момента спутника с магнитным полем Земли.

2.1. Системы координат и уравнения движения

Используются две системы координат: $OXYZ$ – орбитальная система координат с началом в точке O – центре масс спутника: ось OZ направлена по радиус-вектору центра масс; OY – по нормали к плоскости орбиты, OX дополняет систему до правой тройки; $Ox_1y_1z_1$ – связанная система координат, оси которой направлены по главным центральным осям инерции спутника.

Ориентация системы $Ox_1y_1z_1$ относительно орбитальной задается с помощью углов Эйлера $\theta_1, \theta_2, \theta_3$. Матрица Θ направляющих косинусов осей системы $OXYZ$ в системе $Ox_1y_1z_1$ имеет вид [26]

$$\begin{aligned} \Theta &= \|\Theta_{ij}\|; \\ \Theta_{11} &= \cos \theta_1 \cos \theta_3 - \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3, \\ \Theta_{12} &= -\sin \theta_1 \cos \theta_2, \\ \Theta_{13} &= \cos \theta_1 \sin \theta_3 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_3, \\ \Theta_{21} &= \sin \theta_1 \cos \theta_3 + \cos \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3, \\ \Theta_{22} &= \cos \theta_1 \cos \theta_2, \\ \Theta_{23} &= \sin \theta_1 \sin \theta_3 - \cos \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_3, \\ \Theta_{31} &= -\cos \theta_2 \sin \theta_3, \quad \Theta_{32} = \sin \theta_2, \\ \Theta_{33} &= \cos \theta_2 \cos \theta_3. \end{aligned}$$

Компоненты абсолютной угловой скорости спутника ω в проекциях на оси системы координат $Ox_1y_1z_1$ имеют вид

$$\begin{aligned} \omega_1 &= -\dot{\theta}_1 \cos \theta_2 \sin \theta_3 + \dot{\theta}_2 \cos \theta_3 + \omega_0 \Theta_{21}, \\ \omega_2 &= \dot{\theta}_3 + \dot{\theta}_1 \sin \theta_2 + \omega_0 \Theta_{22}, \\ \omega_3 &= \dot{\theta}_1 \cos \theta_2 \cos \theta_3 + \dot{\theta}_2 \sin \theta_3 + \omega_0 \Theta_{23}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где ω_0 – величина орбитальной угловой скорости.

Динамические уравнения движения спутника около центра масс имеют вид

$$\mathbf{J} \frac{d\omega}{dt} + \omega \times \mathbf{J} \omega = \mathbf{M}_g + \mathbf{M}_a + \mathbf{M}_m. \quad (2.2)$$

Здесь $\mathbf{J} = \text{diag}(J_1 J_2 J_3)$; J_1, J_2, J_3 – главные центральные моменты инерции спутника; \mathbf{e}_r – единичный вектор оси OZ ; $\mathbf{M}_g = 3\omega_0^2 (\mathbf{e}_r \times \mathbf{J} \mathbf{e}_r)$ – гравитационный момент; \mathbf{M}_a – аэродинамический момент [20]; \mathbf{M}_m – управляющий момент, который можно представить в виде [27]

$$\mathbf{M}_m = \mathbf{m} \times \mathbf{b},$$

где $\mathbf{m} = [m_1 \ m_2 \ m_3]^T$ – собственный магнитный момент спутника; $\mathbf{b}(t) = \Theta \mathbf{b}_0(t)$, $\mathbf{b}_0(t)$ – индукция геомагнитного поля, которое аппроксимируется

прямым магнитным диполем в орбитальной системе координат [27]

$$\mathbf{b}_0(t) = \frac{\mu_e}{a^3} \begin{bmatrix} \cos \omega_0 t \sin I \\ -\cos I \\ 2 \sin \omega_0 t \sin I \end{bmatrix}.$$

Здесь I — угол наклона плоскости орбиты спутника к плоскости экватора; μ_e — постоянная магнитного поля Земли, a — радиус орбиты. Величины m_1, m_2, m_3 далее считаются управляющими воздействиями.

2.2. Линеаризованные уравнения движения

Уравнения движения (2.1), (2.2) при $\mathbf{M}_m = 0$ допускают стационарное решение, отвечающее положению относительного равновесия спутника, в котором оси связанной системы координат $Oxuz$ совпадают с осями орбитальной системы координат $OXYZ$ [26]. Углы поворота $\theta_i (i = 1, 2, 3)$ выбраны таким образом, что в положении относительного равновесия все углы и относительные угловые скорости равны нулю

$$\theta_i = 0, \quad \frac{d\theta_i}{dt} = 0, \quad (i = 1, 2, 3). \quad (2.3)$$

При линеаризации уравнений движения (2.1), (2.2) в окрестности относительного равновесия (2.3), очевидно, линеаризуются и выражения для моментов $\mathbf{M}_g, \mathbf{M}_a, \mathbf{M}_m$. В проекциях на оси связанной системы координат $Oxuz$ эти выражения имеют вид $\mathbf{M}_g = -3\omega^2 [J_2 - J_3] \theta_1 [J_3 - J_1] \theta_2 [J_2 - J_1] \theta_3]^T$; \mathbf{M}_a в соответствии с [20] $\mathbf{M}_a = \omega_0^2 \Gamma [\theta_2 \theta_3]^T$, коэффициент Γ зависит от аэродинамических характеристик спутника и радиуса орбиты. В выражении для управляющего момента $\mathbf{M}_m = \mathbf{m} \times \Theta \mathbf{b}_0(t)$ управление \mathbf{m} формируется в виде линейной обратной связи по компонентам вектора состояния $\theta_i, \frac{d\theta_i}{dt} (i = 1, 2, 3)$. Поэтому можно считать (как и в [3, 5]), что $\Theta = E_3$ (E_k — единичная матрица ($k \times k$)) и $\mathbf{M} = \mathbf{m} \times \mathbf{b}_0(t)$.

Тогда линеаризованные уравнения управляемого движения при введении безразмерного времени $\tau = \omega_0 t$ имеют вид

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 - d_1 \dot{x}_3 - \kappa_1 x_1 &= \mu_0 [2\beta_1 \sigma \tau u_2 + \beta_4 u_3], \\ \ddot{x}_3 + d_3 \dot{x}_1 - \bar{\kappa}_3 x_3 &= -\mu_0 [\beta_5 u_1 + \beta_3 \sigma \tau u_2], \\ \ddot{x}_2 - \bar{\kappa}_2 x_2 &= \mu_0 [-2\beta_2 \sigma \tau u_1 + \beta_2 \sigma \tau u_3]. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Здесь $x = [x_1 x_2 x_3]^T = [\theta_1 \theta_2 \theta_3]^T$ — малые углы рассогласования между осями орбитальной и связанной системами координат; $\sigma \tau = \cos \tau, \tau \tau = \sin \tau; m = u = [u_1 u_2 u_3]^T; \mu_0 = \frac{\mu_e}{a^3 \omega_0^2}; d = J_2 - J_1 - J_3;$

$$\begin{aligned} \kappa_1 &= 4(J_3 - J_2)/J_1, \quad \bar{\kappa}_2 = 3(J_3 - J_1)/J_2 + \Gamma/J_2, \\ \bar{\kappa}_3 &= (J_1 - J_2)/J_3 + \Gamma/J_3; \quad d_i = d/J_i, \quad (i = 1, 3); \\ \beta_j &= \sin I/J_j, \quad (j = 1, 2, 3); \quad \beta_4 = \cos I/J_1, \\ &\beta_5 = \cos I/J_3. \end{aligned}$$

Для круговой орбиты $\omega_0^2 = \frac{\mu_g}{a^3}$, где μ_g — гравитационный параметр Земли. Тогда параметр $\mu_0 = \frac{\mu_e}{\mu_g}$ не зависит от радиуса орбиты.

Требуется построить управление, обеспечивающее асимптотическую устойчивость рассматриваемого положения относительного равновесия, основываясь на системе уравнений (2.4).

Отметим, что ранг матрицы коэффициентов при управлениях в системе (2.4) равен двум, поэтому среди управлений только два независимых.

3. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ К СТАЦИОНАРНОЙ СИСТЕМЕ

Система (2.4) относится к классу линейных нестационарных систем, которые допускают приведение к стационарным системам большей размерности [24, 25]. Этот класс систем характеризуется тем, что функции, входящие в коэффициенты при управлении, являются решениями линейной однородной системы с постоянными коэффициентами.

Преобразование системы (2.4) к стационарной системе. Согласно [24, 25], введем новые переменные $y_j (j = 1, \dots, 8)$ по формулам

$$\begin{aligned} x_1 &= y_1 \sigma \tau + y_3 \tau + y_5, \quad x_3 = y_2 \sigma \tau + y_4 \tau + y_6, \\ x_2 &= y_7 \sigma \tau + y_8 \tau. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Дважды дифференцируя эти соотношения, подставляя их в систему (2.4) и приравнявая коэффициенты при функциях $\sigma \tau, \tau, 1$, получим

$$\begin{aligned} \ddot{y}_1 - \kappa_1^* y_1 - d_1 \dot{y}_2 + 2\dot{y}_3 - d_1 y_4 &= 0, \\ \ddot{y}_2 - \kappa_3^* y_2 + d_3 \dot{y}_1 + 2\dot{y}_4 + d_3 y_3 &= -\mu_0 \beta_3 u_2, \\ \ddot{y}_3 - \kappa_1^* y_3 - d_1 \dot{y}_4 - 2\dot{y}_1 + d_1 y_2 &= 2\mu_0 \beta_1 u_2, \\ \ddot{y}_4 - \kappa_3^* y_4 + d_3 \dot{y}_3 - 2\dot{y}_2 - d_3 y_1 &= 0, \\ \ddot{y}_5 - \kappa_1 y_5 - d_1 \dot{y}_6 &= \mu_0 \beta_4 u_3, \\ \ddot{y}_6 - \bar{\kappa}_3 y_6 + d_3 \dot{y}_5 &= -\mu_0 \beta_5 u_1, \\ \ddot{y}_7 - \kappa_2^* y_7 + 2\dot{y}_8 &= \mu_0 \beta_2 u_3, \\ \ddot{y}_8 - \kappa_2^* y_8 - 2\dot{y}_7 &= -2\mu_0 \beta_2 u_1, \\ \kappa_i^* &= \kappa_i + 1, \quad \bar{\kappa}_i^* = \bar{\kappa}_i + 1, \quad (i = 2, 3). \end{aligned} \quad (3.2)$$

Стационарная система (3.2), (3.3) состоит из двух независимых систем, в которые входят управления u_2 и u_1, u_3 соответственно.

4. УПРАВЛЯЕМОСТЬ

Если считать, что $u_2 = 0$, то систему (3.2) рассматривать не требуется (переменные y_1, \dots, y_4 вводить не нужно). Расширенная стационарная система (3.3) тогда имеет 8-й порядок (порядок исходной нестационарной системы равен 6).

Управляемость в данной задаче можно исследовать, как исходя из анализа нестационарной системы (2.4), так и анализируя стационарную систему (3.3). Стационарная система является избыточной по отношению к исходной системе. Если стационарная система управляема, то управляема исходная нестационарная система. Однако неуправляемость стационарной системы может и не повлечь неуправляемость исходной нестационарной системы.

Далее полагаем, что рассматриваемая орбита не является ни полярной, ни экваториальной, т.е. $I \neq 0, I \neq \frac{\pi}{2} (\beta_i \neq 0)$.

4.1. Управляемость стационарной системы (3.3)

Согласно [24], стационарная система неуправляема, если в ней существует интеграл, не зависящий от наличия управлений. Умножим второе уравнение системы (3.3) на $2\beta_2$, четвертое уравнение на $-\beta_5$ и сложим, $\beta_5\kappa_2^*y_4 - 2\beta_2\bar{\kappa}_3y_6 = 0$. Откуда следует, что при выполнении условий $\kappa_2^* = 0, \bar{\kappa}_3 = 0$ т.е.

$$J_1 = \frac{1}{4}(2J_2 + 3J_3), \quad \Gamma = \frac{1}{4}(2J_2 - 3J_3) \quad (4.1)$$

в системе (3.3) существует не зависящий от наличия управления u_i интеграл

$$2\beta_2(\dot{y}_6 + d_3y_5) + \beta_5(\dot{y}_8 - 2y_7) = \text{const.}$$

Умножим первое уравнение системы (3.3) на $2\beta_2$, третье уравнение на $-\beta_4$ и сложим. Тогда в системе (3.3) существует не зависящий от наличия управления u_3 интеграл

$$U(\tau) = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \beta_4 & -d_1\beta_5 & 0 & 0 & l_{26}\beta_4 \\ 0 & 0 & -\beta_5 & 0 & 0 & -d_3\beta_4 & l_{45}\beta_5 & 0 \\ 0 & \beta_4 & -d_1\beta_5 & 0 & 0 & l_{26}\beta_4 & l_{27}\beta_5 & 0 \\ -\beta_5 & 0 & 0 & -d_3\beta_4 & l_{45}\beta_5 & 0 & 0 & l_{48}\beta_4 \\ 0 & 0 & -2\beta_2\sigma\tau & \beta_2\sigma\tau & 4\beta_2\sigma\tau & 2\beta_2\sigma\tau & 2l_{57}\beta_2\sigma\tau & l_{58}\beta_2\sigma\tau \\ -2\beta_2\sigma\tau & \beta_2\sigma\tau & 2\beta_2\sigma\tau & \beta_2\sigma\tau & 2l_{65}\beta_2\sigma\tau & l_{66}\beta_2\sigma\tau & 2l_{67}\beta_2\sigma\tau & l_{68}\beta_2\sigma\tau \end{bmatrix},$$

$$l_{26} = -d_1d_3 + \kappa_1, \quad l_{45} = d_1d_3 - \bar{\kappa}_3, \quad l_{48} = -d_3(l_{26} + \bar{\kappa}_3), \\ l_{65} = -l_{66} = 1 - \bar{\kappa}_2, \quad l_{27} = d_1(l_{45} - \kappa_1), \quad l_{57} = 2 + l_{65}, \\ l_{67} = l_{68} = 2\bar{\kappa}_2 - l_{65}, \quad l_{58} = l_{66} - 2.$$

$$\beta_2(\dot{y}_5 - d_1y_6) + \beta_4(\dot{y}_7 + 2y_8) = \text{const},$$

если выполняется условие $2\beta_2\kappa_1y_5 - \beta_4\kappa_2^*y_7 = 0$ или $\kappa_1 = 0, \kappa_2^* = 0$, т.е. $J_2 = J_3, \Gamma = 3J_1 - 4J_3$. (4.2)

Итак, если условия (4.1), (4.2) не выполняются, то стационарная система (3.3) управляема, и следовательно, управляема исходная нестационарная система (2.4).

4.2. Управляемость нестационарной системы

Для исследования управляемости системы (2.4) представим ее в виде системы первого порядка

$$\dot{\xi} = A_\xi \xi + B_\xi(\tau)u, \quad \xi = [x_1 \ x_3 \ \dot{x}_1 \ \dot{x}_3 \ x_2 \ \dot{x}_2]^T, \quad (4.3)$$

$$A_\xi = \text{diag}(A_1, A_2),$$

$$A_1 = \begin{bmatrix} O_2 & E_2 \\ K_1 & -D_1 \end{bmatrix}, \quad K_1 = \text{diag}(\kappa_1, \bar{\kappa}_3), \quad D_1 = \begin{bmatrix} 0 & -d_1 \\ d_3 & 0 \end{bmatrix},$$

$$A_2 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ \bar{\kappa}_2 & 0 \end{bmatrix}, \quad B_\xi(\tau) = \begin{bmatrix} B^{(1)} \\ B^{(2)} \end{bmatrix}, \quad B_{4 \times 2}^{(1)} = \begin{bmatrix} O_2 \\ B_1(\tau) \end{bmatrix},$$

$$B_{2 \times 2}^{(2)} = \begin{bmatrix} O_{12} \\ B_2(\tau) \end{bmatrix},$$

$$B_1 = \mu_0 \begin{bmatrix} 0 & \beta_4 \\ -\beta_5 & 0 \end{bmatrix}, \quad B_2 = \mu_0[-2\beta_2 \sin \tau \ \beta_2 \cos \tau].$$

Здесь $O_2(2 \times 2), O_{12}(1 \times 2)$ – нулевые матрицы соответствующих размеров

Нестационарная система (4.3), согласно критерию [28], управляема, если можно указать такую точку τ^* , в которой

$$\text{rank} U(\tau^*) = 6, \quad (4.4)$$

$$U_1(\tau) = [W_1(\tau) \dots W_6(\tau)], \quad W_1(\tau) = B(\tau),$$

$$W_k(\tau) = A_\xi(\tau)W_{k-1}(\tau) - \dot{W}_{k-1}(\tau), \quad (k = 2, \dots, 6).$$

Матрица $U(\tau)$ имеет вид

Нетрудно видеть, что первые пять столбцов матрицы управляемости $U(\tau)$ линейно независимы при любых значениях параметров. Можно показать, что шестой столбец матрицы $U(\tau)$ являет-

ся линейной комбинацией первых пяти только при выполнении условия (4.2). (При условии (4.1) $\text{rank} U(\tau) = 6$). Рассмотрим ранг матрицы $U(\tau)$, составленной из первых пяти столбцов и седьмого. В этом случае седьмой столбец является линейной комбинацией первых пяти, если выполнены условия

$$J_2 = J_3 = 3J_1, \quad \Gamma = -9J_1. \quad (4.5)$$

Если выполнены условия (4.5), то зависимыми оказываются все последующие столбцы матрицы $U(\tau)$, в том числе и не выписанные здесь.

Таким образом, условиями неуправляемости исходной нестационарной системы (4.3) являются условия (4.5). В частности, при отсутствии аэродинамических сил ($\Gamma = 0$) эти условия не выполняются, т.е., как уже указывалось в [12], система (4.3) управляема при любых значениях моментов инерции спутника.

Замечание (см. [3]). В работе [20] указаны лишь *достаточные условия* управляемости системы (4.5) для любой не экваториальной орбиты, имеющие вид

$$J_3 \neq J_2, \quad J_3[6(J_3 - J_1) + 2\Gamma] \neq J_2(J_1 - J_2 + J_3 - 2\Gamma). \quad (4.6)$$

В самом деле, если тензор инерции спутника, например, – шаровой ($J_1 = J_2 = J_3$), то условия (4.6) нарушаются. В то время как согласно условию (4.5) управляемость имеет место.

5. АЛГОРИТМ ПОСТРОЕНИЯ СТАБИЛИЗИРУЮЩЕГО УПРАВЛЕНИЯ

Анализ управляемости, проведенный выше, показал, что система (3.3) управляема, за исключением случая (4.5).

Алгоритм стабилизации строится на основании системы (3.3), в предположении, что условия (4.5) не выполнены.

Для построения алгоритма стабилизации удобнее представить систему (3.3) в форме Коши, вводя переменные

$$z_1 = y_5, \quad z_2 = y_6, \quad z_3 = \dot{y}_5, \quad z_4 = \dot{y}_6, \quad z_5 = y_7, \\ z_6 = y_8, \quad z_7 = \dot{y}_7, \quad z_8 = \dot{y}_8,$$

которые удовлетворяют системе уравнений

$$\dot{z} = A_z z + B_z \bar{u}, \quad \bar{u} = (u_1 u_3)^T, \quad (5.1)$$

$$A_z = \text{diag}(A_{z1}, A_{z2}); \quad A_{z1} = \begin{bmatrix} O_2 & E_2 \\ K_1^* & -D_1 \end{bmatrix},$$

$$A_{z2} = \begin{bmatrix} O_2 & -E_2 \\ K_2^* & -D_2 \end{bmatrix},$$

$$K_1^* = \text{diag}(\kappa_1, \bar{\kappa}_3), \quad K_2^* = \text{diag}(\kappa_2^*, \kappa_2^*),$$

$$D_2 = \begin{bmatrix} 0 & -2 \\ 2 & 0 \end{bmatrix},$$

$$B_z = \begin{bmatrix} O_2 \\ B_1 \\ O_2 \\ B_2 \end{bmatrix}, \quad B_1 = \mu_0 \begin{bmatrix} 0 & \beta_4 \\ -\beta_5 & 0 \end{bmatrix}, \quad B_2 = \mu_0 \begin{bmatrix} 0 & \beta_2 \\ -2\beta_2 & 0 \end{bmatrix}.$$

Задача стабилизации стационарной управляемой системы (5.1) состоит в том, чтобы построить управление \bar{u} , обеспечивающее стремление к нулю компонент вектора состояния $z(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$. Стабилизирующее управление $\bar{u}(\tau)$ строится в виде обратной связи по состоянию $\bar{u}(\tau) = -K_z z(\tau)$, а матрица коэффициентов управления $K_z (2 \times 8) = \text{const}$ выбирается из условия минимума квадратичного функционала

$$J = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} [z^T(\tau) Q z(\tau) + \bar{u}^T(\tau) W \bar{u}(\tau)] d\tau.$$

Здесь Q и W – положительно определенные постоянные матрицы размерности 8×8 и 2×2 соответственно.

Оптимальное управление имеет вид [29]

$$\bar{u}(\tau) = -K_z z(\tau), \quad K_z = W^{-1} B_z^T P. \quad (5.2)$$

Матрица P размерности 8×8 является положительно определенным решением матричного алгебраического уравнения Риккати

$$P A_z + A_z^T P - P B_z W^{-1} B_z^T P + Q = 0.$$

Синтезированное управляющее воздействие является функцией переменных $z(\tau)$ стационарной системы (5.1) более высокого порядка, чем исходная нестационарная система (4.3). Для введения управления непосредственно в исходную систему (4.3) выразим вектор $z(\tau) (8 \times 1)$ через исходный вектор состояния $\xi (6 \times 1)$, дополненный вектором $\xi' = [\xi_7 \xi_8]^T$ так, чтобы матрица T преобразования

$$\bar{\xi} = T z, \quad (\bar{\xi} = [\xi \xi']^T) \quad (5.3)$$

была невырожденной.

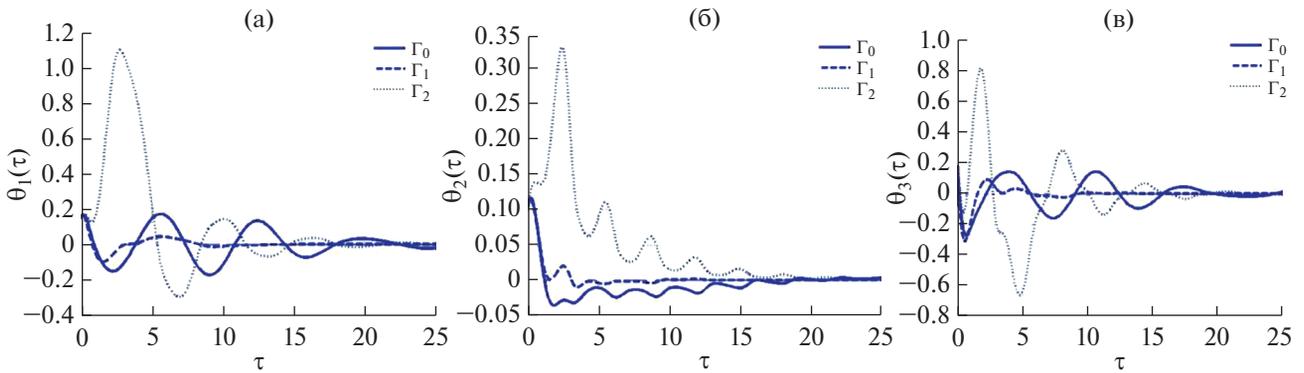


Рис. 1. Влияние аэродинамического момента на процесс стабилизации углов θ_i ($i = 1, 2, 3$): а) $\theta_1(\tau)$; б) $\theta_2(\tau)$; в) $\theta_3(\tau)$.

Компоненты вектора $\bar{\xi}$ связаны с компонентами вектора состояния $z(\tau)$ стационарной системы (5.1) соотношениями

$$\begin{aligned} x_1 &= \xi_1 = z_1, & x_3 &= \xi_2 = z_2, \\ \dot{x}_1 &= \xi_3 = z_3, & \dot{x}_3 &= \xi_4 = z_4, \\ x_2 &= \xi_5 = z_5 c \tau + z_7 s \tau, & \dot{x}_2 &= \xi_6 = z_6 c \tau + z_8 s \tau, \\ \xi_7 &= -z_3 s \tau + z_7 c \tau, & \xi_8 &= -z_6 s \tau + z_8 c \tau. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Матрица преобразования имеет вид

$$T(\tau) = \text{diag}(T_1, T_2), \quad T_1 = E_4, \quad T_2(\tau) = \begin{bmatrix} c \tau E_2 & s \tau E_2 \\ -s \tau E_2 & c \tau E_2 \end{bmatrix}.$$

Уравнения для дополнительного вектора $\xi' = [\xi_7 \xi_8]^T$ имеют вид

$$\dot{\xi}' = A_2 \xi' + B'(\tau) \bar{u}, \quad B'(\tau) = B_0 [-2\beta_2 c \tau \quad \beta_2 s \tau]. \quad (5.5)$$

Тогда уравнение для вектора $\bar{\xi}$ можно записать в виде

$$\begin{aligned} \dot{\bar{\xi}} &= \bar{A}_\xi \bar{\xi} + \bar{B}_\xi(\tau) \bar{u}, \quad \bar{A}_\xi = \text{diag}(A_1, A_2, A_2), \\ \bar{B}_\xi &= B_0 \begin{bmatrix} B^{(1)}(\tau) \\ B^{(2)}(\tau) \\ B'(\tau) \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Нестационарная система (5.6) включает в себя исходную систему (4.3), в качестве подсистемы. Управление (5.2), построенное для стационарной системы (5.1), при помощи выражения (5.3) можно ввести в систему (5.6) в виде

$$\bar{u} = -K_z T^{-1}(\tau) \bar{\xi}.$$

Замкнутая этим управлением система имеет вид

$$\dot{\bar{\xi}} = (\bar{A}_\xi - \bar{B}_\xi(\tau) K_z T^{-1}(\tau)) \bar{\xi}. \quad (5.7)$$

Решения $\bar{\xi}(\tau)$ системы (5.7), содержащие компоненты исходного вектора $\xi(\tau)$, стремятся к нулю при $\tau \rightarrow \infty$, в силу выбора матрицы K_z , т. к.

компоненты вектора $\bar{\xi}$ связаны с компонентами вектора z ограниченным преобразованием (5.4).

6. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Цель проведения моделирования – показать влияние величины аэродинамического момента на процесс стабилизации.

Моделирование проводилось в пакете MATLAB 7.1. Коэффициенты вычислялись и использованием стандартной программы LQR для стационарной системы восьмого порядка (5.1). Характеристики квадратичного функционала $Q = qE_8$, $W = wE_2$.

Рассматривалась стабилизация спутника с параметрами $J_1 = 0.036 \text{ кг} \cdot \text{м}^2$, $J_2 = 0.09 \text{ кг} \cdot \text{м}^2$, $J_3 = 0.088 \text{ кг} \cdot \text{м}^2$ [20]. Угол наклона орбиты $I = 51.6^\circ$. Высота орбиты $H = 415 \text{ км}$. Начальные отклонения по углам 0.15, 0.15, 0.2 по скоростям 0.1, 0.1, 0.15. Величины $q = 1.4 \times 10.0^{-2}$; $w = 1.4 \times 10.0^{-3}$.

На рис. 1, 2 представлено поведение переменных θ_i , $d\theta_i/d\tau$ ($i = 1, 2, 3$) в зависимости от величины аэродинамического момента, где использованы обозначения $\Gamma_0 = 0$, $\Gamma_1 = 0.5 \times [3.0 \times (J_3 - J_1)]$, $\Gamma_2 = 3.0 \times (J_3 - J_1)$.

Из рисунков видно, что величина аэродинамического момента практически не сказывается на времени сходимости, но существенно влияет на амплитуду переходного процесса.

Предлагаемый алгоритм применим для спутников с различными моментами инерции и при различных углах наклона и высот орбит.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Линеаризованная в окрестности положения относительного равновесия система уравнений движения спутника относится к специальному

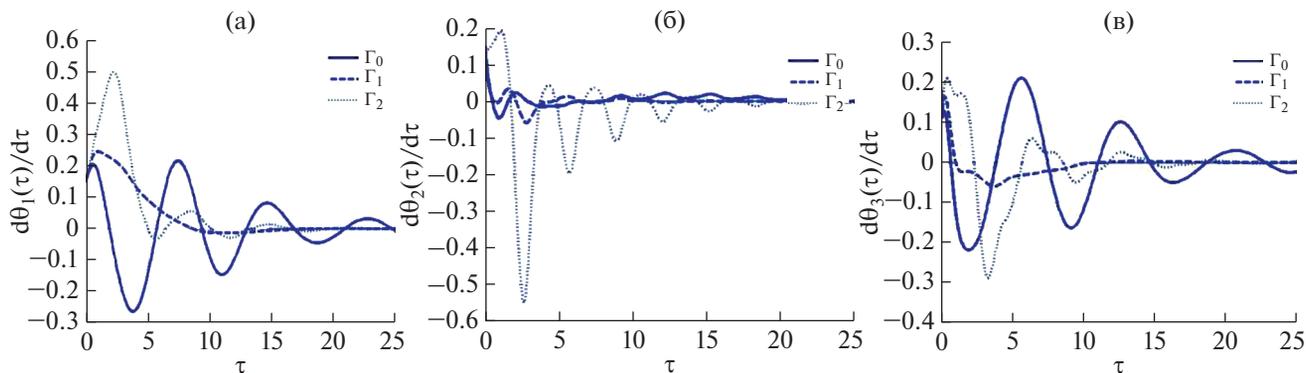


Рис. 2. Влияние аэродинамического момента на процесс стабилизации угловых скоростей $d\theta_i/d\tau$ ($i = 1, 2, 3$): а) $d\theta_1(\tau)/d\tau$; б) $d\theta_2(\tau)/d\tau$; в) $d\theta_3(\tau)/d\tau$.

классу линейных нестационарных систем, допускающих приведение к стационарным системам большей размерности. При помощи соответствующего конструктивного преобразования получена стационарная система. Исследована управляемость системы как стационарной, так и нестационарной. Достаточные условия управляемости стационарной системы получены при помощи условий существования в системе линейных интегралов, не зависящих от наличия управлений.

Следует подчеркнуть, что в отличие от других работ преимущество предлагаемого алгоритма стабилизации положения относительного равновесия в том, что для его построения требуется лишь задание параметров квадратичного функционала, и его применение гарантирует асимптотическую устойчивость.

Проведенное математическое моделирование подтверждает эффективность предложенной методики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Morozov V.M., Kalenova V.I. Linear time-varying systems and their applications to cosmic problems // AIP Conference Proceedings (The Eighth Polyakhov's Reading: Proceedings of the International Scientific Conference on Mechanics). V. 1959. P. 020003–020003. <https://doi.org/10.1063/1.5034579>
2. Морозов В.М., Каленова В.И. Управление с помощью магнитных моментов ориентацией спутника, движущегося по полярной орбите // Инженерный журн.: наука и инновации. 2018. Т. 81. № 9. С. 8–14. <https://doi.org/10.18698/2308-6033-2018-9-1798>
3. Морозов В.М., Каленова В.И. Управление спутником при помощи магнитных моментов: управляемость и алгоритмы стабилизации // Космич. исслед. 2020. Т. 58. № 3. С. 199–207.
4. Kalenova V.I., Morozov V.M. Novel Approach to Attitude Stabilization of Satellite using Geomagnetic Lorentz forces // Aerosp. Sci. Technol. 2020. V. 106. <https://doi.org/10.1016/j.ast.2020.106105>
5. Каленова В.И., Морозов В.М. Стабилизация положения относительного равновесия спутника при помощи магнитных и лоренцевых моментов // Космич. исслед. 2021. Т. 59. № 5. С. 1–15.
6. Морозов В.М., Каленова В.И., Рак М.Г. О стабилизации регулярных прецессий спутника при помощи магнитных моментов // ПММ. 2021. Т. 85. № 4. С. 436–453.
7. Белецкий В.В. Движение искусственного спутника относительно центра масс. М.: Наука, 1965.
8. Sarychev V.A., Mirer S.A. Relative Equilibria of a Satellite // Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy. 2000. V. 76. № 1. P. 55–68.
9. Rawashdeh A., Lumpp J.E., Rawashdeh J. et al. Aerodynamic Stability for CubeSats at ISS Orbit // J. Small Satellite. 2013. V. 2. № 1. P. 85–104.
10. Белоконов И.В., Иванов Д.С. и др. Система демпфирования углового движения наноспутника SamSat-QB50 // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2015. Т. 59. С. 1–28.
11. Mostaza-Prieto D., Roberts P.C.E. Methodology to Analyze Attitude Stability of Satellites Subjected to Aerodynamic Torques // J. Guidance Control and Dynamics. 2016. V. 39. P. 437–449. <https://doi.org/10.2514/1.G001481>
12. Sarychev V.A., Mirer S.A., Degtyarev A.A., Duarte E.K. Investigation of equilibria of a satellite subjected to gravitational and aerodynamic torques // Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy. 2007. V. 97. № 4. P. 267–287.
13. Морозов В.М. Об устойчивости относительного равновесия спутника при действии гравитационного, магнитного и аэродинамического моментов // Космич. исслед. 1969. Т. 7. № 3. С. 395–401.
14. Silani E., Lovera M. Magnetic spacecraft attitude control: a survey and some new results // Control engineering practice. 2005. V. 13. P. 357–371.
15. Lovera M., Astolfi A. Global Magnetic Attitude Control of Spacecraft in the Presence of Gravity Gradient // IEEE Trans. On Aerospace and Electronic Systems. 2006. V. 12. P. 796–805.

16. *Ovchinnikov M.Yu., Roldugin D.S., Penkov V.I.* Three-axis active magnetic attitude control asymptotical study // *Acta Astronautica*. 2015. V. 110. P. 279–286.
17. *Ovchinnikov M.Yu., Roldugin D.S.* A survey on active magnetic attitude control algorithms for small satellites // *Progress in Aerospace Sciences*. 2019. V. 109. P. 100546. <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2019.05.006>
18. *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>
19. *Psiaki M.L.* Nanosatellite Attitude Stabilization Using Passive Aerodynamics and Active Magnetic Torquing // *J. Guidance, Control, and Dynamics*. 2004. V. 27. P. 347–355.
20. *Sutherland R., Kolmanovsky I.K., Girard A.R.* Attitude Control of a 2U Cubesat by Magnetic and Air Drag Torques // *Trans. Control Systems Technology*. IEEE. 2017. arXiv:1707.04959.
21. *Ivanov D.S., Ovchinnikov M.Y. et al.* Advanced numerical study of the three-axis magnetic attitude control and determination with uncertainties // *Acta Astronautica*. 2017. V. 132. P. 103–110.
22. *Aleksandrov A.Yu., Tikhonov A.A.* Asymptotic stability of a satellite with electrodynamic attitude control in the orbital frame // *Acta Astronautica*. 2017. V. 139. P. 122–129.
23. *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.
24. *Каленова В.И., Морозов В.М.* Линейные нестационарные системы и их приложения к задачам механики. М.: Физматлит, 2010.
25. *Каленова В.И., Морозов В.М.* Приводимость линейных нестационарных систем второго порядка с управлением и наблюдением // *ПММ*. 2012. Т. 76. № 4. С. 576–588.
26. *Белецкий В.В.* Движение спутника относительно центра масс в гравитационном поле. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1975.
27. *Wertz J.* Spacecraft attitude determination and control. Dordrecht: D. Reidel Publishing Company, 1978.
28. *Красовский Н.Н.* Теория управления движением. Линейные системы. М.: Наука, 1968.
29. *Ройтенберг Я.Н.* Автоматическое управление. М.: Наука, 1978.

УДК 621.455

КМ-10 – ЭЛЕКТРОРАКЕТНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ ХОЛЛОВСКОГО ТИПА: СОСТОЯНИЕ РАЗРАБОТКИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ

© 2022 г. Н. И. Архангельский¹, Д. А. Кравченко¹, А. С. Ловцов¹, Е. А. Музыченко¹,
И. С. Оглоблина¹, *, А. А. Сеницын¹, А. С. Шашков¹

¹Исследовательский центр им. М.В. Келдыша, Москва, Россия

*ogloblina@kerc.msk.ru

Поступила в редакцию 15.05.2021 г.

После доработки 09.07.2021 г.

Принята к публикации 25.08.2021 г.

Холловский ЭРД 10-кВт класса мощности КМ-10, разработка которого ведется в АО ГНЦ “Центр Келдыша”, прошел этап наземной отработки, в том числе параметрические и укороченные ресурсные испытания, по результатам, которых показано, что КМ-10 не уступает зарубежным аналогам в широком диапазоне характеристик, а на мощности ~10.5 кВт обеспечивает тягу ~515 мН, удельный импульс 2550 с (КПД 62%) и прогнозируемый ресурс более 10000 ч. В испытаниях кластерной сборки мощностью ~42 кВт из 4-х КМ-10 показано, что взаимное влияние двигателей на суммарные характеристики при их одновременной работе незначительно. Приведены оценки эффективности использования ЭРД типа КМ-10, в составе космических средств различного целевого назначения в сравнении с альтернативными вариантами двигательных установок на базе жидкостных ракетных двигателей и электроракетных ДУ с ионными двигателями. Представлены перспективные направления применения ЭРД типа КМ-10, в том числе в составе кластера, для выполнения транспортных операций, включая доставку коммерческих КА тяжелого класса на геостационарную орбиту, полезных грузов на окололунную орбиту, межпланетных аппаратов к Марсу, и для коррекции орбиты низкоорбитальной околоземной станции малой размерности.

DOI: 10.31857/S0023420622030013

ВВЕДЕНИЕ

Электроракетные двигатели (ЭРД) находят все более широкое применение на КА различного целевого назначения. Используются ЭРД различного типа, главным образом, холловские (ХД) и ионные двигатели (ИД), использующие ксенон в качестве рабочего тела. Ионные двигатели средней мощности (до 4.5 кВт) XIPS-25 используются американской компанией Boeing для производства геостационарных КА связи на спутниковой платформе (СП) BSS-702 с целью довыведения КА с геопереходной (ГПО) или суперсинхронной (ССО) орбиты на геостационарную орбиту (ГСО) и для коррекции параметров ГСО. Ионные ЭРД NSTAR и $\mu 10$ использовались, соответственно, на американских (*DS-1*, *DAWN*) и японских (*Hayabusa-1*, -2) КА для исследования дальнего космоса, в настоящее время ионный ЭРД Т-6 используется в составе миссии *VepiColombo* по исследованию Меркурия.

Однако наиболее широкое применение на российских и зарубежных КА, в том числе американского и европейского производства, имеют ЭРД холловского типа. Около 40 лет холловские ЭРД СПД-70, СПД-100 мощностью 0.6...1.5 кВт

разработки АО “ОКБ “Факел” используются на геостационарных связных КА среднего и тяжелого класса массой 1.5...3.5 т, создаваемых на спутниковых платформах различных производителей, для приведения в рабочую позицию и поддержания точки стояния в течение длительного срока функционирования (15 лет и более). Холловский ЭРД КМ-60 мощностью 0.9 кВт разработки АО ГНЦ “Центра Келдыша” применяется в штатном режиме на геостационарном КА среднего класса.

Расширяется область использования холловских ЭРД на российских и европейских КА: ХД стали использоваться при выведении аппаратов на геостационарную орбиту. Уже реализованы запуски российских геостационарных КА с применением ЭРД СПД-100 (мощность 1.35 кВт) и зарубежных КА с СПД-140 (мощность 4.5 кВт) разработки АО “ОКБ “Факел”. Использование эффективных двигательных установок на этапе довыведения дает возможность повысить экономическую эффективность выполнения целевой задачи путем увеличения числа транспондеров, срока активного существования (САС) или снижения стоимости запуска при уменьшении массы КА. Однако выведение КА на ГСО с применением ЭРД значительно (на 3...6 мес.) увеличивает

время выхода КА на этап целевого использования, что негативно сказывается на доходности коммерческих КА в начале эксплуатации.

В настоящее время на практике используются ЭРД, мощность которых не превышает 5 кВт. Однако, в последнее десятилетие в связи с развитием технологий создания и улучшением энерго-массовых характеристик солнечных энергоустановок (СЭУ) наблюдается значительный рост мощности на борту космических аппаратов, главным образом, для электропитания целевой аппаратуры коммерческих геостационарных телекоммуникационных КА. Увеличение энергооборуженности КА дает возможность использовать располагаемую бортовую мощность для ЭРДУ более высокой мощности при использовании ее на этапе выведения, что позволит сократить время доставки и/или увеличить массу КА на ГСО. Кроме того, новые технические возможности увеличения электрической мощности на борту КА позволяют расширить область применения электроракетных ДУ (ЭРДУ), используя их для межорбитальной транспортировки и в задачах, выполнение которых с применением ЭРД является безальтернативным вариантом.

Разработки ЭРД повышенной мощности ведутся как в России, так и за рубежом. Одним из примеров электроракетного двигателя, на базе которого может быть создана ЭРДУ повышенной мощности (10...20 кВт), а также высокой мощности (40 кВт и более) с двигательным модулем (ДМ) кластерного типа, является разработанный в АО ГНЦ “Центр Келдыша” многорежимный холловский двигатель КМ-10 на ксеноне с номинальной мощностью 10.5 кВт. Тяга КМ-10 в номинальном режиме принята равной 515 мН, удельный импульс тяги – 2600 с. Ближайшими мировыми аналогами КМ-10 являются ЭРД HERMeS мощностью 12.5 кВт разработки Glen Research Center (USA) [1, 2] и Н9 мощностью 9 кВт, разрабатываемый в Jet Propulsion Laboratory (USA) [3].

В статье приведены характеристики ЭРД КМ-10 и его ближайших аналогов, полученные в экспериментальных исследованиях при вариации параметров системы электропитания, а также двигательного модуля на основе КМ-10 различной размерности и конфигурации.

Электроракетные двигатели 10-кВт класса могут быть успешно использованы в различных сценариях космической деятельности. Представленные в статье материалы иллюстрируют возможности для улучшения показателей эффективности выполнения целевой задачи при использовании холловских ЭРД типа КМ-10 на КА различного целевого назначения в сравнении с альтернативными вариантами ДУ на базе ЖРД или ЭРДУ на основе ионных двигателей. Рассмотрены пер-

спективные направления применения ЭРДУ с КМ-10 в качестве маршевых двигателей в транспортных операциях доставки коммерческих КА тяжелого класса на геостационарную орбиту и полезных грузов на окололунную орбиту, межпланетных КА, а также для коррекции орбиты низкоорбитальной околоземной станции малой размерности.

ПАРАМЕТРЫ РАБОТЫ И СОСТОЯНИЕ РАЗРАБОТКИ ЭРД КМ-10

Холловский двигатель представляет собой устройство с кольцевым разрядным каналом, в зазоре которого в пересечении внешних аксиального электрического и радиального магнитного полей протекает нейтральный газ. Газ ионизируется ускоренными электрическим полем электронами, которые поступают в разрядный канал с полого катода. Ионизованный газ ускоряется во внешнем электрическом поле и создает тягу. Магнитное поле в разрядном канале задерживает электроны, повышая тем самым эффективность ионизации рабочего тела.

На данный момент двигатель КМ-10 прошел все этапы наземной отработки, включая климатические, термоциклические, вибрационные испытания и испытания на удар силой 1000 г. Подробное описание нагрузок, прилагаемых во время наземной отработки, описано в работе [4].

Параметрические испытания КМ-10 проводились на криогенной вакуумной установке КВУ-90 [5]. В ходе испытаний давление в вакуумной камере не превышало 10^{-2} Па. Влияние давления атмосферы в вакуумной камере на параметры работы двигателя учитывалось по методике, предложенной в работе [6]. Согласно данной методике атмосфера вакуумной камеры служит дополнительным источником рабочего тела, расход которого пропорционален давлению в вакуумной камере.

Результаты параметрических испытаний показали, что КМ-10 демонстрирует эффективную работу в широком диапазоне рабочих параметров. Диапазон работы по току разряда лежит в пределах от 5 до 30 А, а по напряжению – от 300 до 900 В, что соответствует мощности разряда в пределах от 1.5 до 12.5 кВт. Ограничение мощности сверху обусловлено допустимой температурой магнитных катушек не более 450°C, а снизу – устойчивой работой двигателя с КПД не ниже 40%.

Рабочие параметры КМ-10 в зависимости от тока разряда на рис. 1 приведены в сравнении с параметрами работы его ближайших аналогов HERMeS и Н9. Согласно рисунку, диапазон дросселирования по току и напряжению разряда, а также полный КПД КМ-10 и аналогов сопоставимы, однако КМ-10 немного уступает им по тяге

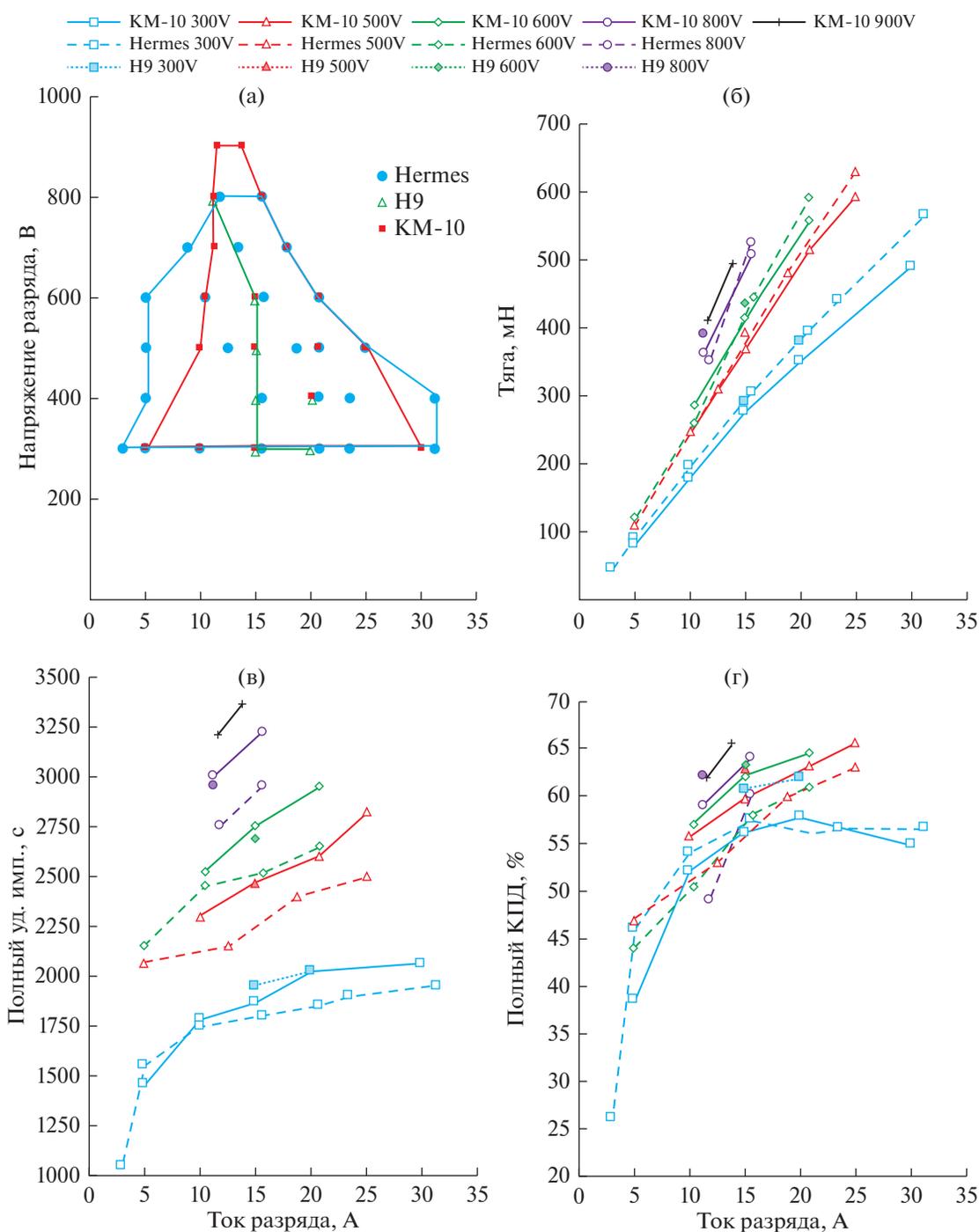


Рис. 1

(рис. 1б) и при этом опережает по удельному импульсу (рис. 1в) практически во всем диапазоне работы. Многорежимный ЭРД KM-10 располагает тягой в пределах от 100 до 600 мН и обеспечивает удельный импульс тяги в диапазоне от 1500 до 3400 с, КПД при определенных параметрах достигает 65%.

Конфигурация KM-10 отличается от аналогов магнитной системой, обеспечивающей высокий

ресурс работы (более 10000 ч) при высокой удельной мощности (приблизительно 0.9 кВт/кг). Ресурс работы двигателя определен по результатам укороченных ресурсных испытаний длительностью 500 ч.

Двигатель прошел 500 ч ресурсных испытаний при напряжении разряда 500 В и токе разряда 20.8 А. Среднее значение тяги, полного удельного импульса и КПД в ходе ресурсных испытаний состав-

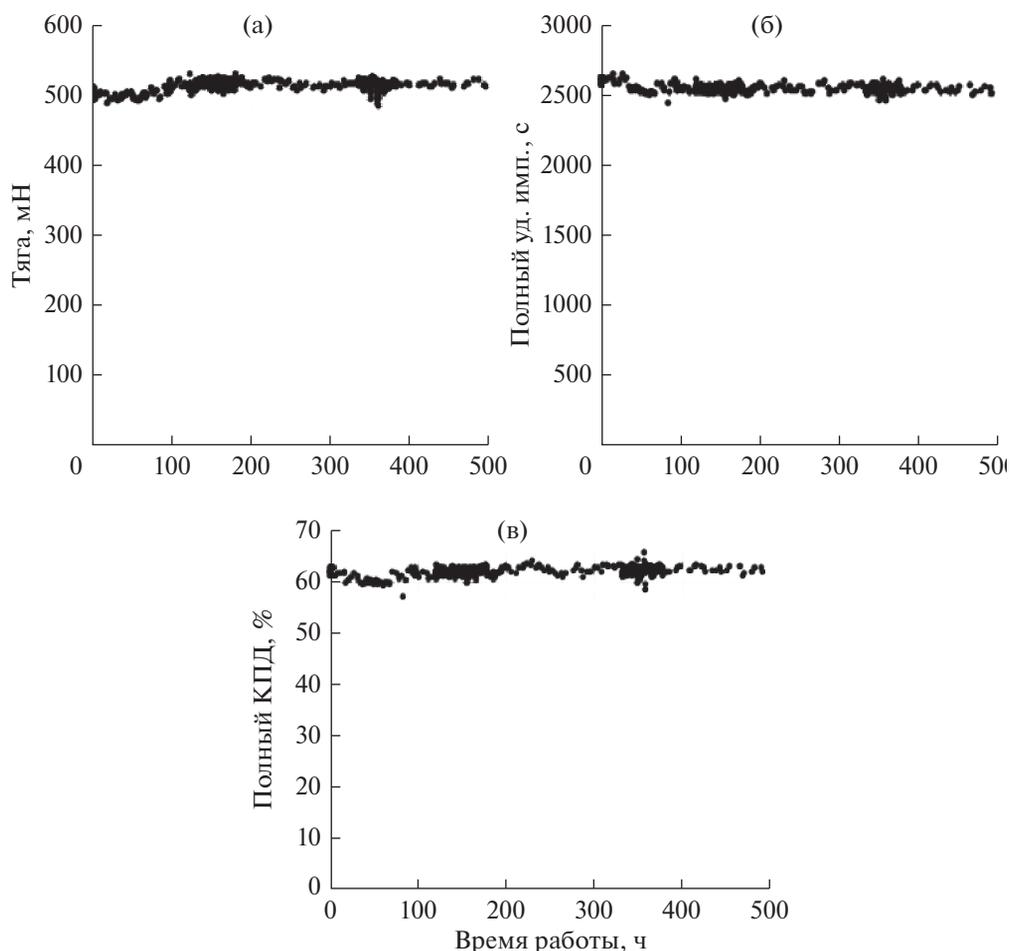


Рис. 2

вили 515 мН, 2550 с и 62.5%, соответственно. В первые 100 ч работы наблюдались изменения этих параметров в пределах 5%: наблюдался линейный рост тяги, линейное падение полного удельного импульса и рост КПД. Однако, после приработки двигателя, параметры стабилизировались и вышли на свои средние значения (рис. 2).

КЛАСТЕР НА БАЗЕ КМ-10

Чтобы показать возможность создания двигательной установки на основе нескольких совместно работающих двигателей КМ-10, были проведены исследования взаимного влияния работающих двигателей в кластере. Подобные испытания уже проводились ранее другими научными коллективами для двигателей малой мощности. В работах [7–11] показано, что кластер из трех двигателей мощностью 1.5 кВт каждый обладает такой же устойчивостью работы, как и отдельно работающий двигатель [7], что концентрация плазмы в струе кластера является суперпозицией концентраций плазмы отдельно работающих двигате-

лей, а для потенциала плазмы и температуры электронов наблюдается локальный максимум на некотором расстоянии от среза двигателя [8]. В работах [9, 10] показано, что расположение катода-компенсатора относительно холловских двигателей не влияет на рабочие характеристики кластера. Для кластера из 4-х двигателей мощностью 200 Вт каждый показано, что угловая расходимость струи кластера является суперпозицией расходимости струй отдельно работающих двигателей [11].

В экспериментальном исследовании, проведенном в АО ГНЦ “Центр Келдыша”, использовался кластер из четырех двигателей КМ-10 с максимальной суммарной мощностью работы 42 кВт (рис. 3). Системы электропитания и газоподачи в процессе эксперимента позволяли осуществлять работу двигателей в любой коммутации (от одного до четырех одновременно работающих ХД).

Испытания показали, что кластер работает устойчиво при любом количестве одновременно работающих двигателей. Количество работаю-

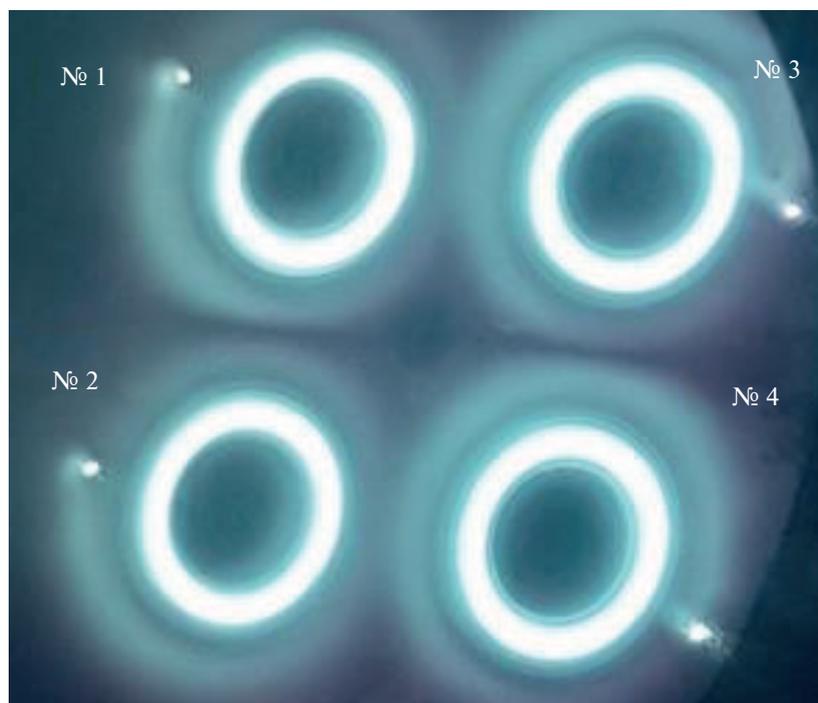


Рис. 3

ших ХД не влияет на диапазон устойчивой работы каждого из них. Параметры работы кластера в различных комбинациях по количеству и расположению включенных и выключенных двигателей, работающих в номинальном режиме, приведены в табл. 1.

Из таблицы следует, что для двух одновременно работающих двигателей отсутствует влияние совместной работы на параметры кластера, а для четырех двигателей КПД суперпозиции отдельно работающих двигателей немного выше, чем КПД кластера из четырех одновременно ра-

ботающих двигателей. На данном этапе сложно утверждать, что данный эффект является результатом взаимного влияния струй двигателей друг на друга, поскольку при такой высокой мощности работы может сильно сказываться влияние стенок вакуумной камеры, в которой проводились испытания. Так или иначе, влияние оказалось незначительным (КПД кластера снизилось с 64.6 до 61%).

Описанные результаты позволяют сделать вывод о принципиальной возможности создать ДУ кластерного типа без потери уровня параметров и

Таблица 1. Параметры работы кластера в различных комбинациях включенных и выключенных двигателей

№ двигателя*	Мощность кластера, кВт	Тяга, мН	Полный удельный импульс, с	КПД, %
1	10.3	537	2700	69.1
3	10.3	505	2540	61.2
1 + 3	20.6	1042	2620	65.1
(1, 3)	20.6	1037	2580	63.8
2	10.3	501	2470	58.8
4	10.3	541	2715	69.9
2 + 4	20.6	1042	2590	64.2
(2, 4)	20.6	1057	2630	66.2
1 + 2 + 3 + 4	41.2	2084	2605	64.6
(1, 3) + (2, 4)	41.2	2066	2640	64.8
(1, 2, 3, 4)	41.7	2041	2540	61.0

* Скобки означают, что двигатели в кластере работали одновременно; знак суммы означает, что приведенные параметры определяются суммированием параметров отдельно работающих двигателей.

надежности работы единичного двигателя. Преимущество кластерного подхода заключается в расширении возможностей по дросселированию ЭРДУ при выполнении сложной задачи с регулированием параметров и по допустимому спектру задач, выполняемых одной ДУ. Ниже приведены оценки эффективности применения КМ-10 в составе ЭРДУ перспективных КА различного назначения.

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ КМ-10 В КОСМОСЕ

Электроракетные двигатели мощностью 5...10 кВт могут быть успешно использованы в различных сценариях космической деятельности. Ниже представлены материалы, которые иллюстрируют возможности улучшения показателей эффективности применения холловских ЭРД типа КМ-10 на космических аппаратах различного целевого назначения в сравнении с альтернативными вариантами использования ДУ на базе ЖРД или ЭРДУ с ионными двигателями. Рассмотрены четыре перспективных направления в применении ЭРДУ на основе КМ-10: в качестве маршевых двигателей в транспортных операциях для доставки КА тяжелого класса на геостационарную орбиту и полезных грузов на окололунную орбиту, межпланетных КА, а также для коррекции орбиты низкоорбитальной околоземной станции.

Учитывая допустимый при отработке ЭРД разброс параметров в пределах $\pm 5\%$, для оценки энергомассовой эффективности применения ЭРДУ в качестве параметров номинального режима КМ-10 приняты значения удельного импульса тяги 2600 с и тяги 515 мН при мощности 10.5 кВт (КПД $\sim 63\%$).

ДОВЫВЕДЕНИЕ ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ КА ТЯЖЕЛОГО КЛАССА

Применение ЭРДУ при выведении КА на ГСО на сегодняшний день является технологией, реализованной всеми крупными мировыми разработчиками КА. Продолжительность транспортных операций в ряде случаев превышает полгода.

Использование маршевых ЭРДУ целесообразно осуществлять при выведении КА по комбинированной схеме, в которой средства выведения ракета-носитель (РН) и разгонный блок (РБ) на базе химических ДУ (ХРБ) осуществляют формирование промежуточной орбиты, а затем посредством ЭРДУ выполняется доставка КА на ГСО.

Значимость применения ЭРДУ при выведении КА на ГСО в данной статье показана на примере использования РН “Ангара-А5” (с космодрома Восточный) и кислород-водородного РБ тяжелого класса (КВТК) для запуска его на промежуточную

орбиту и ЭРДУ мощностью ~ 20 кВт на базе 2-х ЭРД КМ-10 с непрерывным режимом работы на этапе довыведения для вариантов удельного импульса тяги в диапазоне 1500...3000 с. Удельные энергомассовые характеристики подсистем ЭРДУ определены аналогично принятым в работе [12]: двигатели – 2 кг/кВт с учетом элементов крепления и системы для отвода тепла, система преобразования параметров электроэнергии и управления (СПУ) – 5 кг/кВт, баковый коэффициент (отношение массы бака к массе рабочего тела) – 0.15. В качестве базового принят вариант запуска КА РН “Ангара-А5” с доставкой на ГСО непосредственно с помощью РБ КВТК. В этом варианте масса аппарата на ГСО составляет около 5.2 т.

Результаты оценки так называемой, “полезной” массы (массы КА за вычетом массы ЭРДУ), доставляемой на ГСО ЭРДУ, в зависимости от продолжительности выведения и удельного импульса тяги приведены на рис. 4а и 4б, соответственно.

Как видно из графиков, при продолжительности перелета около полугода “полезная” масса КА на ГСО достигает величины около 7 т, что на 35% превосходит возможности использования только РБ КВТК. В случае увеличения продолжительности до 1 г. “полезная” масса КА увеличивается до 8.3 т, что на 60% больше массы, выводимой РБ КВТК в базовом варианте.

При продолжительности выведения в диапазоне 60...360 сут и принятых исходных данных оптимальный удельный импульс тяги ЭРДУ находится в пределах 2000...2500 с, что соответствует располагаемым характеристикам КМ-10 в режиме работы близком к номинальному.

Из рис. 4б следует, что с ростом продолжительности выведения влияние выбора удельного импульса тяги на эффективность применения ЭРДУ возрастает. Так, при продолжительности выведения 60 сут отклонение удельного импульса тяги от оптимального значения на 10% приводит к потере выводимой на ГСО “полезной” массы немногим более 3% (~ 180 кг), а при продолжительности выведения 360 сут увеличивает потери до 8.5% (~ 700 кг).

ДОСТАВКА ПОЛЕЗНЫХ ГРУЗОВ НА ОКОЛОЛУННУЮ ОРБИТУ

Создание электроракетных буксиров с солнечными ЭУ является одним из наиболее перспективных направлений развития средств межорбитальной транспортировки полезных грузов в околоземном пространстве, включая полеты на окололунные орбиты.

Первый перелет на окололунную орбиту с помощью ЭРДУ был осуществлен в 2003–2005 гг. европейским аппаратом *SMART-1*. Для перелета

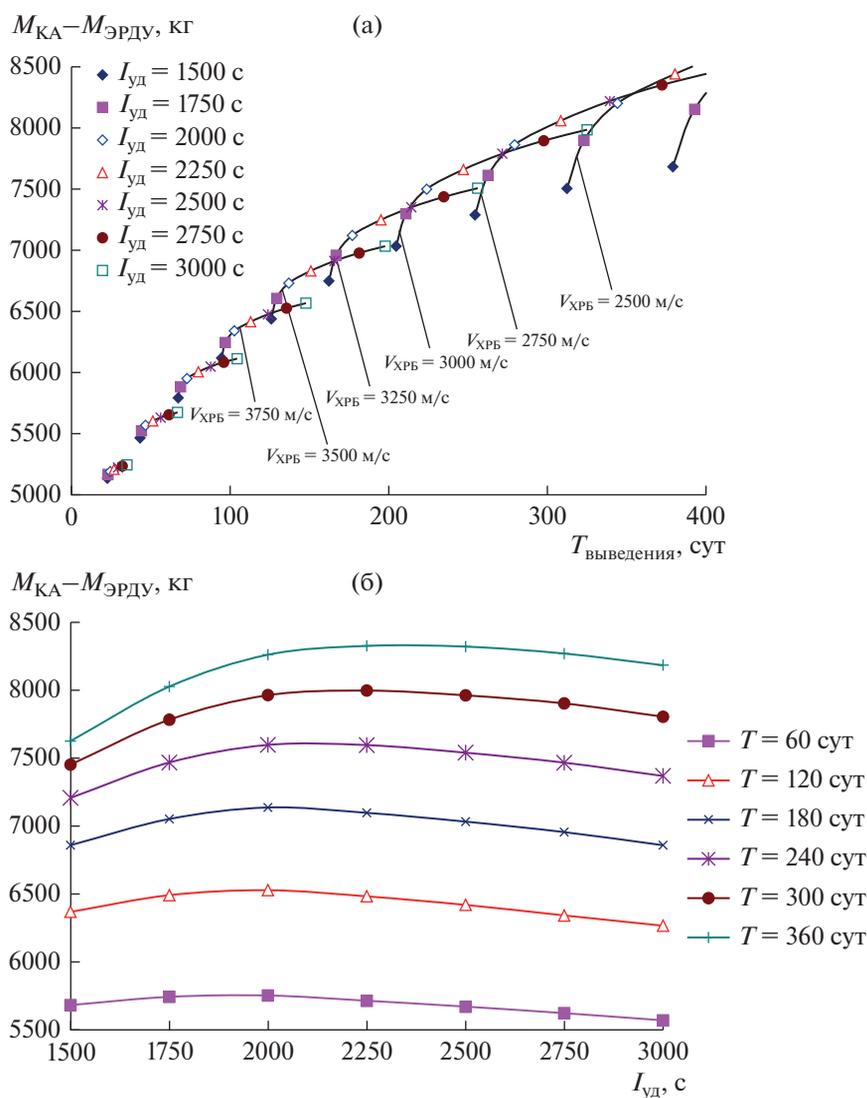


Рис. 4

использовался ЭРД PPS-1350 G, созданный на базе ЭРД СПД-100 разработки ОКБ “Факел” [13].

В 2017 г. NASA представлена концепция транспортно-энергетического модуля PPE (Power Propulsion Element) с солнечной ЭРДУ [14]. PPE оснащается двумя холловскими ЭРД мощностью 12.5 кВт и двумя двигательными модулями, каждый из которых включает 2 холловских ЭРД с номинальной мощностью 6 кВт. На настоящий момент известны намерения США осуществить запуск PPE как пилотного блока на начальном этапе строительства окололунной станции Gateway.

В данном разделе представлена концепция применения межорбитального буксира (МБ) с солнечной ЭРДУ мощностью ~50 кВт на базе холловского ЭРД КМ-10 для межорбитальной транспортировки полезных грузов на окололунную полярную орбиту. Двигатель КМ-10, способный ра-

ботать на различных режимах по напряжению и мощности электропитания, позволяет создать буксир унифицированным для применения с ракетами-носителями различной грузоподъемности и выполнения различных по энергонапряженности транспортных задач.

Унифицированный МБ на базе КМ-10 обеспечит значительно более экономичную, в сравнении с разгонными блоками и буксирами на базе ЖРД, доставку на окололунную орбиту полезных грузов массой до 10...12 т или перевод от МКС базового блока массой 21...23 т, что представляется достаточным для сборки, например, посещаемой лунной орбитальной станции (ЛОС), используя при этом лишь РН тяжелого (“Ангара-А5”) и среднего (“Союз-5”) классов грузоподъемности [15]. Достоинством применения МБ с ЭРДУ является возможность использования его солнеч-

ной батареи для электропитания доставленного полезного груза и других пользователей в составе ЛОС, а ЭРДУ – для проведения последующих коррекций орбиты или совершения станцией межорбитальных переходов.

Рассмотрено использование в составе МБ маршевой ЭРДУ на базе 10-ти КМ-10 и современной планарной солнечной батареи (СБ), аналогичной по конструкции, компоновке и характеристикам СБ российского научно-энергетического модуля (НЭМ) [16]. При пониженном режиме работы КМ-10 (с разрядным напряжением 300 В и при удельном импульсе тяги ~1900 с) унифицированный МБ в комплексе с РН “Ангара-А5” способен доставить за время ≤ 1.8 г. и пристыковать к ЛОС, расположенной на полярной орбите высотой 200 км, полезный груз массой 11.8 т. В альтернативном варианте выполнения задачи с применением кислородно-водородного буксира (МБ-КВ) и кислородно-керосинового буксира типа ДМ (МБ-ДМ), доставка аналогичного по массе и составу ПГ потребует не менее двух пусков РН “Ангара-А5” и стыковки буксиров МБ-КВ и МБ-ДМ на околоземной орбите, что определяет преимущество электроракетного буксира в простоте выполнения задачи и снижении в ~1.8 раза удельной стоимости доставки ПГ на окололунную орбиту.

В случае номинального режима работы КМ-10 с удельным импульсом тяги ~2600 с (при разрядном напряжении 500 В и мощности ~10.5 кВт), унифицированный буксир, выведенный к МКС с помощью РН среднего класса “Союз-5”, может обеспечить за то же время ≤ 1.8 г. перевод от МКС и стыковку с ЛОС российского модуля НЭМ и полезного груза с суммарной массой 23 т, используя при этом дополнительное электропитание маршевой ЭРДУ от солнечных батарей НЭМ. При традиционном способе решения этой транспортной задачи с использованием жидкостного ракетного двигателя (ЖРД) потребуются создание и применение дорогих средств доставки – ракеты-носителя сверхтяжелого класса (РН СТК) и двухступенчатого межорбитального буксира, включающего кислородно-водородный разгонный блок (КВРБ) и буксир типа ДМ (МБ-ДМ) на базе кислородно-керосинового ЖРД. Соответственно, для данной задачи преимущество электроракетного буксира характеризуется снижением удельной стоимости доставки НЭМ к ЛОС примерно в 3 раза.

Иллюстративные характеристики вариантов доставки ПГ с помощью унифицированного МБ на базе ЭРД КМ-10 и буксиров на базе традиционных ЖРД приведены в табл. 2 и 3, соответственно. Значения показателей эффективности (масса ПГ, стоимость и удельная стоимость доставки ПГ к ЛОС) в табл. 2 получены с учетом

дальнейшего использования энергоустановки буксира в составе ЛОС.

МЕЖПЛАНЕТНЫЕ ПЕРЕЛЕТЫ

ЭРДУ успешно использовались в нескольких межпланетных полетах в качестве маршевых ДУ. Следует отметить, что во всех этих полетах автоматическая межпланетная станция (АМС) доставлялась на отлетную траекторию с гиперболическим избытком скорости химическими ДУ, а ЭРДУ использовалась на гелиоцентрическом участке траектории и ее основу составляли ионные двигатели.

Эффективность применения ЭРДУ для межпланетных полетов в данной статье показана на примере перелета на низкую круговую околомарсианскую орбиту высотой 400 км в период великого синодического противостояния Земли и Марса 2050–2051 гг. Этот синодический период является самым неблагоприятным по энергетическим затратам на межпланетный перелет среди других синодических периодов 15–17-летнего цикла великих противостояний. При использовании на всех участках траектории только химических ДУ переход на достаточную низкую круговую орбиту вокруг Марса требует существенных затрат рабочего тела по сравнению с вариантом выхода на эллиптическую околомарсианскую орбиту.

В качестве средств выведения АМС рассматриваются РН “Союз-2.1б” [17], РБ “Фрегат” [18] и ЭРДУ мощностью 15 кВт на околоземной орбите (на расстоянии 1 а.е. от Солнца) с вариацией удельного импульса тяги 2000 и 3000 с, что реализуется ЭРД холловского типа, включая КМ-10, а также 4000 с, что характерно для ионных двигателей. Массовые характеристики ЭРДУ рассчитаны в соответствии с удельными энергомассовыми характеристиками входящих в ее состав подсистем, принятыми в работе [12].

В базовом варианте разгона при запуске РН “Союз-2.1б” и химической ДУ АМС, аналогичной по составу ДУ РБ “Фрегат”, конечная масса АМС на околомарсианской орбите за вычетом химической ДУ (“полезная” масса) составляет около 260 кг. При этом “полезная” масса включает массу не только научных инструментов, но и всех служебных подсистем, кроме ДУ.

На рис. 5а и 5б показаны результаты оценки конечной массы АМС на околомарсианской орбите и “полезной” массы в зависимости от суммарной продолжительности перелета, включая околоземный, межпланетный и околомарсианский участки.

Представлены варианты: формирование траектории отлета АМС с использованием РБ “Фрегат” для создания гиперболического избытка скорости (схема разгона 1) и более сложный вариант

Таблица 2. Характеристики доставки ПГ к ЛОС буксиром на базе ЭРД КМ-10

Выполняемая транспортная задача	Доставка ПГ к ЛОС	Перевод НЭМ от МКС к ЛОС
Мощность электропитания ЭРДУ, кВт	54	54 + 54 (от НЭМ)
Разрядное напряжение ЭРД, В	300	500
Удельный импульс тяги ЭРД, с	~1900	~2600
Используемая РН	“Ангара-А5”	“Союз-5”
Число пусков РН	1	
Стыковка на околоземной орбите	Не требуется	
Орбита ЛОС	Круговая, полярная, $H = 200$ км	
Длительность перелета к ЛОС, год	1.75	1.78
Расход ксенона на перелет, т	8.21	10.30
Масса ПГ, доставляемого к ЛОС, т	11.8	23
Стоимость доставки ПГ к ЛОС, млрд руб.	7.20	6.02
Удельная стоимость доставки ПГ к ЛОС, тыс. руб./кг	610	262

Таблица 3. Характеристики доставки ПГ к ЛОС с помощью буксиров на базе ЖРД

Выполняемая транспортная задача	Доставка ПГ к ЛОС	Перевод НЭМ от МКС к ЛОС
Используемая РН	“Ангара-А5”	РН СТК
Число пусков РН	2	1
Грузоподъемность РН на НОО, т	2×25	~80
Стыковка на околоземной орбите	Требуется	Не требуется
Орбита ЛОС	Круговая, полярная, $H = 200$ км	
Средства межорбитальной транспортировки	МБ-КВ (I ст.) МБ-ДМ (II ст.)	КВРБ (I ст.) МБ-ДМ (II ст.)
Масса ПГ, доставляемого к ЛОС, т	11.2	21 (НЭМ)
Стоимость доставки ПГ к ЛОС, млрд руб.	12.61	17.64
Удельная стоимость доставки ПГ к ЛОС, тыс. руб./кг	1125	840

(схема разгона 2) с использованием РБ “Фрегат” для выхода с опорной орбиты на эллиптическую околоземную промежуточную орбиту с низким перицентром высотой 300 км, дальнейшим перелетом с помощью ЭРДУ на эллиптическую орбиту с более высоким апоцентром без изменения высоты перицентра и созданием гиперболического избытка скорости на отлетной траектории разгонным блоком “Фрегат”, после чего происходит сброс РБ.

Последний этап работы РБ требуется для обеспечения быстрого набора гиперболического избытка скорости, отсутствие которого приводит к резкому увеличению суммарной продолжительности перелета. Количество включений/выключений ЭРДУ и продолжительность пассивных/активных участков оптимизированы. В обоих вариантах перелет АМС на гелиоцентрическом и околомарсианском участках траектории полета выполняется маршевой ЭРДУ, включая сход с параболической траектории подлета и скрутку у Марса с непрерывно включенной ЭРДУ.

Как следует из графиков на рис. 5, при использовании на околоземном участке разгона только химического РБ (схема разгона 1) существует предел достижимой конечной массы АМС, величина которого зависит от величины удельного импульса тяги ЭРДУ. Предел обусловлен тем, что при наращивании продолжительности пассивных участков на гелиоцентрическом участке траектории межпланетного перелета снижение энергетических затрат на перелет происходит вплоть до приближения величин характеристической скорости к импульсному решению, после чего снижение характеристической скорости (и, соответственно, рост доставляемой массы) не происходит. Расширить границу достижимых конечных масс возможно при использовании ЭРДУ на этапе отлета от Земли (рис. 5, схема разгона 2), однако, с некоторым увеличением продолжительности перелета.

Результаты оптимизационных расчетов межпланетных траекторий (рис. 5) показывают, что варианты использования ЭРДУ дополнительно на геоцентрическом участке полета (схема разго-

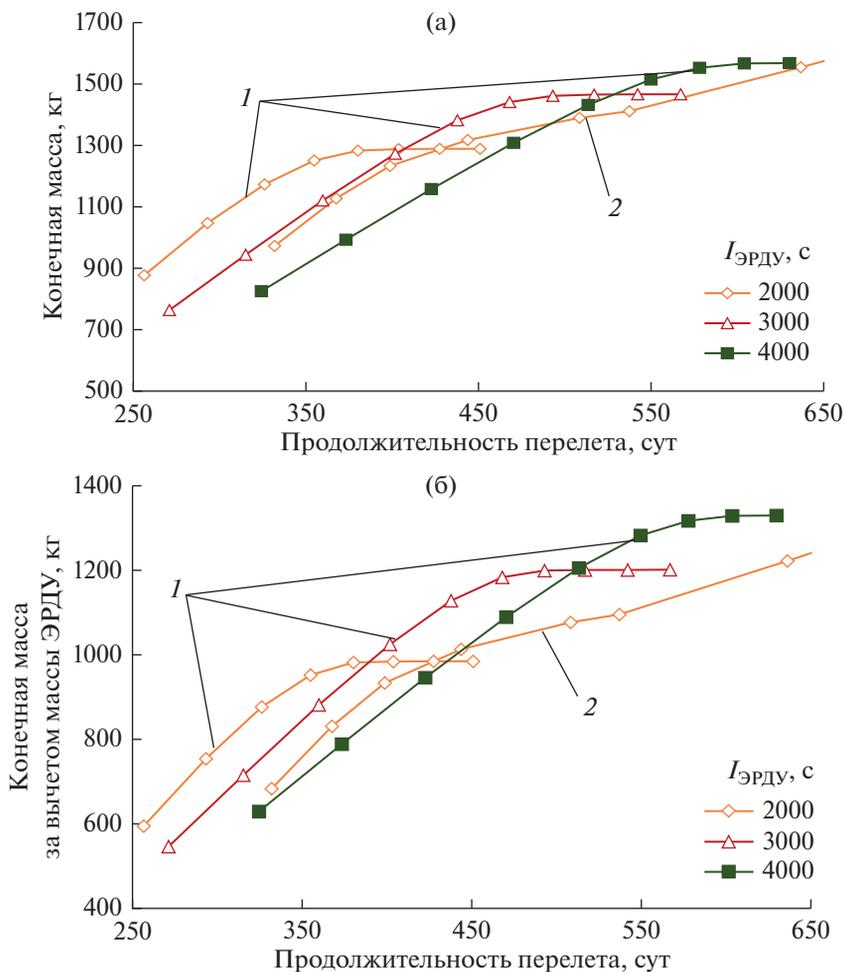


Рис. 5

на 2) с удельным импульсом тяги 2000 с обеспечивают конечные массы АМС при близких затратах времени на перелет, сопоставимые с вариантами работы ЭРДУ только на гелиоцентрическом и околомарсианском участках (схема разгона 1) с удельным импульсом тяги 3000 или 4000 с.

Таким образом, использование холловских ЭРД типа КМ-10 с удельным импульсом тяги 2000...2300 с мощностью 5...6 кВт в количестве 3-х двигателей или 2-х двигателей с удельным импульсом 3000 с мощностью 8 кВт в составе ЭРДУ с суммарной мощностью 15...18 кВт с учетом соответствующей схемы полета позволит обеспечить конечную массу АМС практически одинаковую с вариантом применения ионных двигателей без значительного увеличения затрат времени на перелет.

КОМПЕНСАЦИЯ АЭРОДИНАМИКИ ОРБИТАЛЬНОЙ СТАНЦИИ

Известен ряд публикаций, в которых рассматриваются задачи применения ЭРДУ для компен-

сации аэродинамического возмущения орбиты низкоорбитальных КА, в том числе имеется практический опыт применения ЭРДУ на малоразмерных КА дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) в Японии (*SLATS*) и в Израиле (*VENμS*), в Европе на КА научного назначения (*GOCE*), в США на технологическом КА малой размерности *TacSat-2*, что определяет целесообразность проведения исследований эффективности применения ЭРД с высоким удельным импульсом тяги на экологически безопасном рабочем теле для поддержания высоты рабочей орбиты орбитальной станции (ОС).

Рассматривается вариант создания российской орбитальной станции массой 80...100 т на базе модулей *МКС* после завершения ее функционирования.

В статье представлены оценки необходимых затрат массы рабочего тела для поддержания высоты рабочей орбиты гипотетической ОС массой 120 т в окрестности 350 км с коридором ±3 км в течение САС 20 лет с помощью ЭРДУ на базе холловского ЭРД КМ-10, который использует все-

нон в качестве рабочего тела и обеспечивает тягу 515 мН и удельный импульс тяги 2600 с в длительном режиме работы на мощности 10.5 кВт (КПД ~ 63%). При этом располагаемая мощность системы энергоснабжения ОС около ~20 кВт предполагает наличие солнечной батареи мощностью ~40 кВт, площадь панелей которой составит ~200 м² при удельной мощности фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) около 200 Вт/м², что в среднем характерно для арсенид-галлиевых ФЭП.

Оценка затрат рабочего тела для поддержания высоты орбиты ОС получена путем математического моделирования ее движения в оскулирующих координатах только под действием аэродинамических сил и тяги ЭРД (без учета влияния на параметры орбиты нецентральной гравитационного поля Земли, светового давления, притяжения Луны и Солнца). Используемая модель движения учитывает зависимость аэродинамических сил, действующих на ОС, от изменения плотности атмосферы при разной освещенности (день, ночь), солнечной активности в течение САС и ориентации панелей СБ к вектору скорости, что определяет уровень эффективного баллистического параметра ОС.

По оценкам суммарный импульс тяги ЭРДУ, необходимый для поддержания высоты орбиты ОС в течение 5 лет полета (время характерное для изменения солнечной активности от минимума до максимума), составил примерно ~16500 кНс, что определяет уровень воздействия на ОС возмущающих аэродинамических сил. При использовании ЭРД КМ-10 с удельным импульсом 2600 с затраты рабочего тела для отработки возмущений атмосферы с учетом ~10% резерва составят около ~700 кг. При этом время работы КМ-10 составит около 10000 ч, что соответствует примерно 25% от времени эксплуатации ОС.

Учитывая незабор и утечки рабочего тела на уровне 5%, а также баковый коэффициент на уровне 0.15, замену двух ЭРД массой 10 кг каждый и СПУ с удельной массой 5 кг/кВт, поставка ксенона и двигательных блоков ЭРДУ общей массой ~900 кг потребует 4-х пусков РН с космическими кораблями транспортно-технического обслуживания (КК ТТО) в течение САС 20 лет.

Соответственно, при использовании ЖРД малой тяги с удельным импульсом ~300 с для поддержания высоты орбиты ОС доставка двухкомпонентного топлива АТ-НДМГ потребует 8 запусков КК ТТО в течение 5-и лет и 32 в течение всего САС, что в 8 раз превышает необходимые затраты, обусловленные запуском КК ТТО с целью поставки ксенона для ЭРДУ на основе КМ-10. Однако при этом необходимо заметить, что в зависимости от изменения уровня солнечной активности в течение САС для электропитания ЭРДУ мощ-

ностью около 12 кВт потребуется от 5 до 25% электроэнергии, вырабатываемой системой электропитания ОС.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

ЭРД холлового типа КМ-10 разработки АО ГНЦ “Центра Келдыша” прошел этап наземной отработки и, как показано в статье, не уступает по характеристикам ближайшим аналогам HERMeS и Н9. В проведенных ускоренных 500-часовых ресурсных испытаниях КМ-10 в номинальном режиме при мощности 10.4 кВт обеспечил осредненные значения выходных параметров: по тяге 515 мН, по удельному импульсу тяги 2550 с (КПД 62%) при этом прогнозируемый ресурс составил более 10000 ч. В испытаниях кластерной сборки двигательного модуля из 4-х двигателей мощностью ~42 кВт показано, что характеристики по удельному импульсу и тяге практически равны суперпозиции соответствующих параметров отдельных ЭРД.

Показано эффективное применение ЭРДУ на основе КМ-10 в составе космических средств различного целевого назначения при выполнении ряда задач в околоземном и межпланетном пространстве.

В задаче доставки на геостационарную орбиту телекоммуникационных КА тяжелого класса при запуске РН “Ангара-А5” с космодрома Восточный применение ЭРДУ мощностью ~20 кВт на основе 2-х КМ-10 для довыведения увеличит выводимую на ГСО массу за вычетом массы ЭРДУ до 7...8.3 т в зависимости от продолжительности выведения 0.5...1 г., что примерно на 35...60% больше, чем при использовании кислородно-водородного разгонного блока тяжелого класса КВТК (5.2 т).

Унифицированный межорбитальный буксир с СБ мощностью ~50 кВт и ЭРДУ на основе 10-ти КМ-10, используемый в комплексе с тяжелой РН “Ангара-А5”, обеспечивает доставку к лунной орбитальной станции (ЛОС), расположенной на полярной орбите высотой $H = 200$ км, полезных грузов массой до ~12 т (за время ~1.8 г.) при снижении удельной стоимости их доставки в ~1.7 раза по сравнению с традиционными буксирами на базе ЖРД. Аналогичный по длительности перевод от МКС к ЛОС научно-энергетического модуля (НЭМ) массой до ~23 т, осуществляемый унифицированным буксиром с дополнительным электропитанием его маршевой ЭРДУ от солнечных батарей НЭМ, может быть реализован в комплексе с РН среднего класса “Союз-5” при снижении стоимости выполнения данной задачи в ~3 раза по сравнению с традиционными средствами – разгонными блоками и буксирами сверхтяжелого класса на базе ЖРД.

Выполнение межпланетных перелетов к разным планетам и астероидам автоматических КА с применением ЭРДУ на основе 2-х КМ-10 суммарной мощностью ~15 кВт на орбите Земли позволяет обеспечить близкие величины доставляемой “полезной” массы и времени перелета по сравнению с вариантом использования ионных двигателей, что показано на примере полета на околомарсианскую орбиту высотой 400 км при запуске РН “Союз” с РБ “Фрегат”.

Поддержание орбиты функционирования околоземной орбитальной станции массой ~120 т энерговооруженностью ~20 кВт (мощность СБ ~ 40 кВт) на высоте ~350 км с использованием ЭРДУ на основе ЭРД типа КМ-10 позволит сократить массу поставляемого для дозаправки в течение САС рабочего тела примерно в ~8...9 раз по сравнению с вариантом использования ЖРДУ для отработки аэродинамических возмущений орбиты ОС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hofer R., Kamhawi H., Herman D. et al.* Development Approach and Status of the 12.5 kW HERMeS Hall Thruster for the Solar Electric Propulsion Technology Demonstration Mission // Paper IEPC-2015-186. 30th International Symposium on Space Technology and Science 34th International Electric Propulsion Conference and 6th Nano-satellite Symposium, 2015. Kobe, Hyogo, Japan.
2. *Williams G.J., Jr., Gilland J.H., Peterson P.Y. et al.* Wear Testing of the HERMeS Thruster // Paper AIAA 2016-2025. 52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 2016. Salt Lake City, USA.
3. *Hofer R.R., Cusson S.E., Lobbia R.B., Gallimore A.D.* The H9 Magnetically Shielded Hall Thruster // Paper IEPC-2017-232. 35th International Electric Propulsion Conference, 2017. Atlanta, Georgia, USA.
4. *Shashkov A.S., Lovtsov A.S.* Laboratory tests of 10.5 kW Hall thruster and 42 kW cluster // The CyberSpace Edition, 71st International Astronautical Congress (IAC), 12–14 October 2020.
5. *Ostrivsky V.G., Smolentsev A.A., Sokolov B.A.* The experience of the creation of electric propulsion thrusters with high power in “S.P. Korolev Rocket and Space Corporation Energia” // Electronic J. proceedings of MAI. 2002. № 60.
6. *Szabo J.J., Azziz Y.* Characterization of a High Specific Impulse Xenon Hall Effect Thruster // Paper IEPC-2005-324. 29th International Electric Propulsion Conference, 2005. Princeton University.
7. *Rusakov A.V. et al.* Multiple thruster propulsion system integration study // Paper IEPC-97-130. 25th International Electric Propulsion Conference, 1997. Cleveland, USA.
8. *Beal B., Gallimore A. et al.* Preliminary plume characterization of a low-power Hall Thruster Cluster // Paper AIAA 2002-4251. 38th Joint Propulsion Conference & Exhibit, 2002. Indianapolis, IN.
9. *Zakharenkov L.E., Semenkin A.V. et al.* Study of Multi Thruster Assembly Operation // Paper IEPC-2003-0311. 28th International Electric Propulsion Conference, 2003. Toulouse, France.
10. *Tverdokhlebov S.O., Semenkin A.V. et al.* Consideration of cluster design approach for high power Hall propulsion // Paper AIAA-2003-0494.
11. *Hargus W.A., Reed G.* The Air Force Clustered Hall Thruster Program // Paper AIAA-2002-3678.
12. *Синицын А.А.* Исследование эффективности использования маршевой электроракетной двигательной установки для выведения космического аппарата на геостационарную орбиту // Космонавтика и ракетостроение. 2009. Т. 57. № 4. С. 95–108.
13. *Duchemin O., Zurbach S. et al.* Qualification of the PPS-1350 Hall plasma thruster at 2.5 kW // Paper AIAA 2013-4113. 2013.
14. *Herman D.* Overview of the Development of the Advanced Electric Propulsion System (AEPS) // 68th International Astronautical Congress, 2017, Adelaide, Australia.
15. *Микрин Е.* Отечественная космонавтика: впереди Луна? // Русский космос. 2019. № 2. С. 2–7.
16. *Бидеев А.Г., Семин А.Ю., Ахмедов М.Р. и др.* Проектирование системы энергоснабжения научно-энергетического модуля для российского сегмента Международной космической станции // Космическая техника и технологии. 2015. Т. 9. № 2. С. 64–74.
17. *Анишаков Г.П., Капитонов В.А., Кирилин А.Н., Фомин Г.Е.* Ракета-носитель “Русь” – новые возможности знаменитой “семерки” // Полет. 2006. № 3. С. 3–8.
18. *Асюшкин В.А., Викуленков В.П., Ишин С.В. и др.* Модернизация разгонного блока “Фрегат” // Вестник ФГУП НПО им. Лавочкина. 2009. № 2. С. 13–18.

ПОПРАВКА

DOI: 10.31857/S0023420622030037

В статье Михалева А.В. “ДОЛГОЖИВУЩИЕ МЕТЕОРНЫЕ СЛЕДЫ, СФОРМИРОВАННЫЕ ПРИ РАДИАЛЬНОМ РАСШИРЕНИИ КРУПНЫХ МЕТЕОРОИДОВ”, опубликованной в журнале “Космические исследования”, 2021, том 59, № 6, С. 498–503 должен быть изменен номер гранта С. 503 на № 20-05-00580.