

СОДЕРЖАНИЕ

Том 59, номер 4, 2021

Исследование лучистых структур в полярных сияниях триангуляционными методами:

1. Высотный профиль объемной интенсивности свечения

Б. В. Козелов, Ж. В. Дашкевич, В. Е. Иванов

267

Спутниковые измерения плазменных возмущений и электрических токов, индуцируемых в среднеширотной ионосфере при ее модификации мощными КВ радиоволнами

В. Л. Фролов, Р. Ю. Лукьянова, А. О. Рябов, И. А. Болотин

275

Некоторые особенности солнечных протонных событий 7.III.2011 и 20.II.2014

Н. А. Власова, В. И. Тулунов, В. В. Калегаяев

296

Моделирование потоков частиц и поглощенной дозы за защитой от космических лучей с использованием транспортного кода Shield

Н. М. Соболевский, Л. Н. Латышева, Н. В. Кузнецов, М. И. Панасюк, М. В. Подзолко

306

Использование DBM модели для прогноза прихода корональных выбросов массы к Земле

К. Б. Капорцева, Ю. С. Шугай

315

Решение задачи оптимального вывода на орбиту космического аппарата с использованием реактивного ускорения и солнечного паруса в переменных Кустаанхеймо–Штифеля

Я. Г. Сапунков, Ю. Н. Челноков

327

Резонансные эффекты при движении малого космического аппарата вокруг центра масс в составе разворачиваемой тросовой системы

Ю. М. Заболотнов

339

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛУЧИСТЫХ СТРУКТУР В ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЯХ ТРИАНГУЛЯЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ: 1. ВЫСОТНЫЙ ПРОФИЛЬ ОБЪЕМНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕЧЕНИЯ

© 2021 г. Б. В. Козелов¹, *, Ж. В. Дашкевич¹, В. Е. Иванов¹

¹Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

*boris.kozelov@gmail.com

Поступила в редакцию 02.11.2020 г.

После доработки 14.12.2020 г.

Принята к публикации 22.01.2021 г.

Представлена методика восстановления высотных профилей объемной интенсивности свечения и оценки поперечных размеров лучистых структур в полярных сияниях по данным триангуляционных наблюдений. Особенностью экспериментальных данных является использование камер, регистрирующих излучение в широком сине-зеленом спектральном интервале длин волн (380–580 нм) и небольшое расстояние между камерами (4.12 км). Восстановлены высотные профили объемной интенсивности излучения для примеров полярных сияний с ярко выраженной лучистой структурой.

DOI: 10.31857/S0023420621040038

1. ВВЕДЕНИЕ

Лучистые структуры являются довольно характерными для полярных сияний образованиями. Они наблюдаются как виде лучистых дуг и полос, так и отдельных лучей или совокупности лучей, получившей название корона. По сравнению с дугами и полосами для лучистых структур характерна более значительная высотная протяженность и небольшие поперечные размеры. Кроме того, в отличие от дуг и полос, лучистые структуры не являются спокойными и долгоживущими образованиями. Быстрая пространственная динамика и флуктуации интенсивности излучения делают их труднодоступными для прямого исследования на космических аппаратах. Альтернативным подходом к задачам исследования лучистых структур может служить наземная регистрация сияний при одновременном наблюдении из разнесенных пунктов. Результаты подобных триангуляционных наблюдений позволяют получать оценки вертикальной протяженности светимости и поперечных размеров лучистых структур и, как следствие, восстанавливать высотные профили объемной интенсивности свечения. Высотные профили объемной интенсивности свечения являются тем экспериментальным материалом, который позволяет восстанавливать и исследовать вид энергетического спектра выпадающих электронов. Исследования особенностей восстановленных энергетических спектров позволяет приблизиться к лучшему пониманию механизмов формирования и сброса в ионосферу электрон-

ных потоков, формирующих лучистые структуры в полярных сияниях.

Целью данной работы является восстановление высотных профилей объемной интенсивности свечения в лучистых структурах по данным триангуляционных наблюдений полярных сияний. Высотные профили объемной интенсивности излучения восстанавливались из данных, полученных на сети территориально распределенных камер системы MAIN (Multiscale Auroral Imaging Network), разработанной в Полярном геофизическом институте [1].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫСОТЫ СВЕЧЕНИЯ

Полярные сияния регистрировались системой авроральных камер MAIN в Апатитах в течение сезонов 2011–2020 гг. Две камеры Guppy-1 и Guppy-2 в этой системе идентичны, имеют поле зрения 18 градусов по диагонали и расположены на расстоянии 4.12 км друг от друга в направлении восток-запад. Камеры ориентированы на область вблизи магнитного зенита, и их работа синхронизована по сигналам GPS. Несмотря на небольшое расстояние между камерами, углового разрешения в 0.038 градусов на пиксел оказывается достаточно для того, чтобы определить угловой параллакс для определения эффективной высоты структур аврорального свечения. В то же время, из-за малого расстояния существенно возрастает уверенность в правильной идентификации одних и тех же элементов сияния на разных изображе-

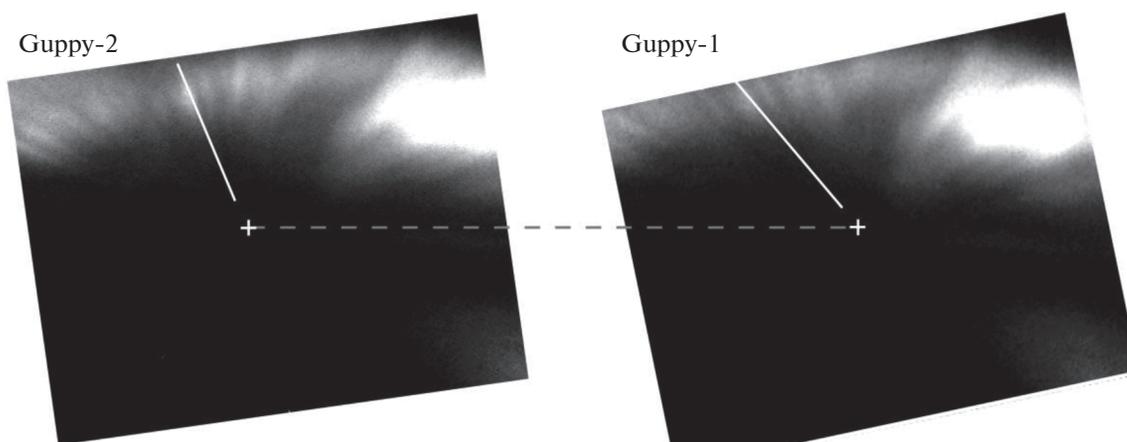


Рис. 1. Пример одновременной регистрации лучистой структуры полярных сияний двумя камерами.

ниях, что не всегда возможно при большем разнесении камер. Камеры снабжены одинаковыми стеклянными фильтрами, подавляющими красную часть спектра. С коротковолновой части спектра полоса регистрируемых длин волн ограничена полосой чувствительности ПЗС матрицы. В итоге спектральная полоса пропускания камер ограничена диапазоном 380–580 нм. Полоса пропускания и калибровка регистрируемых скоростей счета этих камер к абсолютным значениям обсуждались в работе [2]. Как будет показано далее, при известном составе сине-зеленой части регистрируемого спектра полярных сияний этой информации достаточно для получения высотных профилей объемной интенсивности излучения.

Точная ориентация изображений с обеих камер определялась по звездам. Для обработки были отобраны пары изображений с явно различимыми лучами без заметного перекрытия авроральных структур. Пары изображений анализировались с использованием эпиполярной геометрии, описание которой можно найти в книге [3]. Здесь опишем упрощенно для наглядности необходимые понятия. Эпиполярной плоскостью назовем плоскость, проходящая через наблюдаемую точку и точки, в которых расположены камеры. Пересечение этой плоскости с плоскостью изображения каждой камеры дает эпиполярные линии. Пары снимков с камер для наглядности удобно трансформировать таким образом, чтобы эпиполярные линии для соответствующих точек совпадали и были ориентированы на результирующих парах изображений справа-налево. Соответствие точек устанавливалось по звездам, которые для нас являются бесконечно удаленными объектами. Для всех таких точек отрезки эпиполярных линий, соединяющие их изображения на паре снимков, имеют одинаковую длину x_∞ . Для наблюдаемых точек, расположенных на конечных расстояниях, отрезки эпиполярных линий x будут тем короче, чем ближе к наблюдателю расположена точка. Та-

ким образом, разность $dx = x_\infty - x$ характеризует относительное смещение (параллакс), наблюдаемый для данной точки парой камер на фоне звезд.

На рис. 1 приведен пример регистрации лучистой полосы полярных сияний парой камер системы MAIN. Звезды удалены фильтрацией, положения магнитного зенита на изображениях отмечено крестом и соединены пунктирным отрезком соответствующей эпиполярной линии. Отрезками сплошной линией выделены изображения одного и того же аврорального луча. Видно, что отрезки по-разному ориентированы на кадрах, что соответствует большему относительному смещению (параллаксу) вблизи максимума интенсивности луча и уменьшению параллакса при приближении к магнитному зениту. Относительное смещение (параллакс) точек пересечения отрезков вдоль луча с эпиполярной линией дает эффективную высоту точки на профиле луча согласно формуле:

$$h = \frac{D \cos(w + fy)}{\sin(f dx)}, \quad (1)$$

где dx – параллакс вдоль эпиполярной линии в пикселях; y – положение эпиполярной линии относительно центра изображения в пикселях; $w = 12^\circ$ – зенитный угол центра изображения; $f = 0.038$ градусов на пиксел – угловое разрешение камер; $D = 4.12$ км – расстояние между точками наблюдения.

Рассчитанное согласно формуле (1) соответствие параллакса в пикселях и высоты авроральной структуры приведены на рис. 2.

При обработке данных вдоль выделенного аврорального луча по формуле (1) в каждой точке определялась эффективная высота и ей ставилась в соответствие интенсивность свечения I_c (в отсчетах в секунду), зарегистрированная на обоих изображениях. Для каждого луча получается два независимых высотных распределения интенсивности свечения от высоты (зарегистрированные

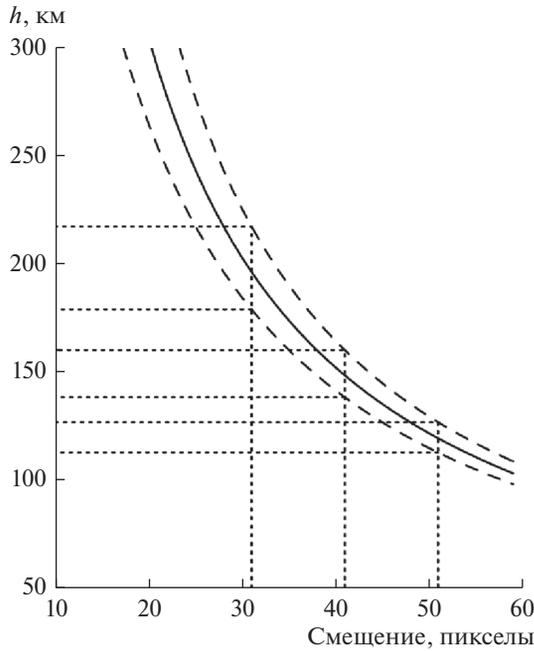


Рис. 2. Соответствие наблюдаемого параллакса в пикселях и высоты авроральной структуры.

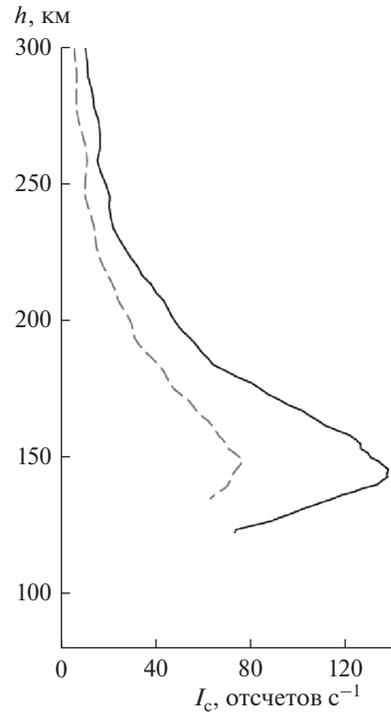


Рис. 3. Высотные распределения зарегистрированной интенсивности свечения вдоль выделенного луча на кадрах 14.IX.2014 16.51.28 UT: сплошная линия – для камеры GURRU-2, пунктир – для камеры GURRU-1.

на правом и левом изображении). Высотные распределения интенсивности вдоль луча в рассматриваемом примере приведены на рис. 3. Из рисунка видно, что максимум высотного профиля в данном луче лежит на 145 км.

3. ЭФФЕКТИВНЫЙ КАЛИБРОВОЧНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ

При известном составе линий и полос свечений в регистрируемом спектре можно определить связь между единицами отсчета ПЗС матрицы с величиной поверхностной интенсивности свечения (фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$). В камерах GURRU приемниками сигналов служат ПЗС матрицы, которые регистрируют суммарную скорость отсчетов в широком интервале длин волн в диапазоне спектральной чувствительности приемника. График спектральной чувствительности использованной оптической системы взят из работы [2] и приведен на рис. 4. Здесь же схематически изображены наиболее сильные по интенсивности линии и полосы полярного сияния, попадающие в спектральный диапазон камер. Из рисунка видно, что камеры эффективно регистрируют эмиссии и полосы, лежащие в диапазоне 380–580 нм. В этом диапазоне длин волн находятся следующие линии и полосы: зеленая линия атомарного кислорода OI 557.7 нм; более 20-ти полос Первой отрицательной системы иона молекулярного азота 1NG N_2^+ , наиболее сильные из них – это полосы (1.1) – 388.4 нм, (0.0) – 391.4 нм, (1.2) – 423.6 нм, (0.1) – 427.8 нм, (1.3) – 465.1 нм, (0.2) – 470.9 нм; более 50-ти по-

лос системы VK Вегарда–Каплана молекулярного азота, из них наиболее сильные – (3.13) – 385.6 нм, (1.12) – 397.8 нм, (2.13) – 407.2 нм, (3.14) – 416.9 нм, (2.14) – 442.4 нм, (3.15) – 453.4 нм; более 20-ти полос Второй положительной системы молекулярного азота 2PG N_2 , наиболее сильные из них – (0.2) – 380.4 нм, (2.5) – 394.3 нм, (1.4) – 399.8 нм, (0.3) – 405.8 нм, (1.5) – 426.8 нм [4]. Оценки показывают, что эмиссия 557.7 нм и полосы систем 1NG N_2^+ , VK и 2PG N_2 составляют более 90% от суммарной интенсивности излучения, регистрируемого камерами.

Введем понятие эффективного калибровочного коэффициента k_{eff} , который связывает скорость счета широкополосного приемника с интенсивностью излучения:

$$I = k_{\text{eff}} I_c, \tag{2}$$

где I – поверхностная интенсивность свечения, фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$; I_c – регистрируемая поверхностная интенсивность свечения, отсчет с^{-1} ; k_{eff} – эффективный калибровочный коэффициент, фотон $\text{см}^{-2} \text{отсчет}^{-1}$.

Через входящие в диапазон регистрации спектральные компоненты, эффективный калибровочный коэффициент k_{eff} можно выразить в виде:

$$k_{\text{eff}} = \sum_{\lambda} I_{\lambda} / \sum_{\lambda} (I_{\lambda} / k_{\lambda}), \tag{3}$$

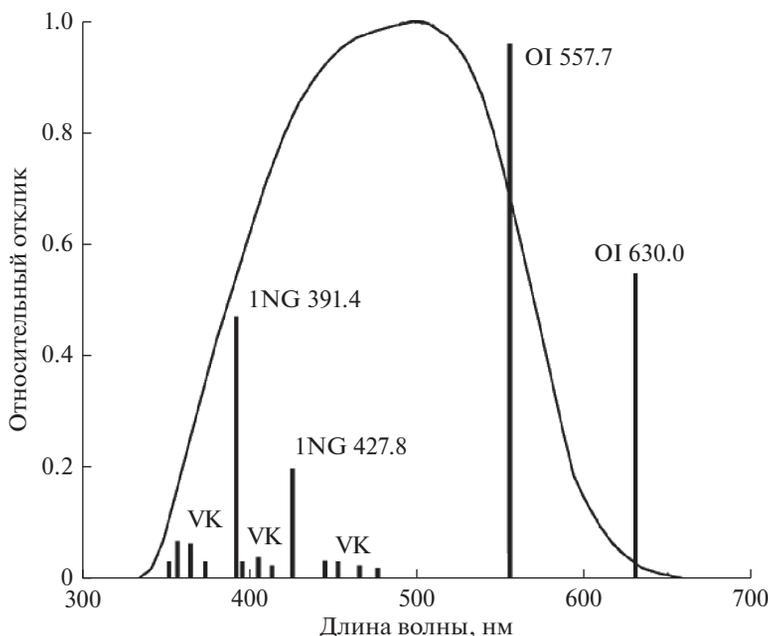


Рис. 4. Спектральная чувствительность камер Gyrro, входящих в систему MAIN.

где I_λ — интенсивность свечения эмиссии или полосы с длиной волны λ , фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$; k_λ — соответствующий спектральный калибровочный коэффициент, $\text{см}^{-2} \text{отсчет}^{-1}$.

В общем случае относительный вклад I_λ для разных длин волн λ , может зависеть от параметров высыпающего потока электронов, поэтому далее мы исследовали поведение k_{eff} в области полярных сияний в рамках нестационарной модели авроральной ионосферы, представленной в работе [5]. С этой целью моделировались высотные профили интенсивностей эмиссий и полос, лежащих в диапазоне спектральной чувствительности камер. Расчеты проводились в модели нейтральной атмосферы MSIS-90 [6]. Энергетический спектр высыпающих электронов задавался в виде максвелловского распределения с изотропным распределением по питч-углам в нижней полусфере:

$$f(E) = N_0 E_0 \exp(-E/E_0) / E_0^2, \quad (4)$$

где N_0 и E_0 — начальный поток и характеристическая энергия соответственно.

Характеристическая энергия E_0 варьировалась в интервале 1–10 кэВ, поток энергии — в интервале 1–10 эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Данный диапазон начальных параметров электронного потока, инициирующего полярные сияния, охватывает широкий интервал интенсивностей излучения в эмиссии 557.7 нм от $2 \cdot 10^8$ до $1.5 \cdot 10^{10}$ фотон см^{-2} (т.е. от 0.2 до 15 килорелей). Поскольку содержание окиси азота NO в области полярных сияний оказывает значительное влияние на интенсивность излучения зеленой линии 557.7 нм, величина плотности NO в

максимуме ее высотного профиля варьировалась в диапазоне 10^6 – 10^8 см^{-3} , что соответствует наблюдаемым в полярных сияниях плотностям окиси азота [7, 8]. Спектральный калибровочный коэффициент k_λ для камер Gyrro взят из работы [2]. На рис. 5 приведена рассчитанная усредненная зависимость k_{eff} от высоты h . Горизонтальным

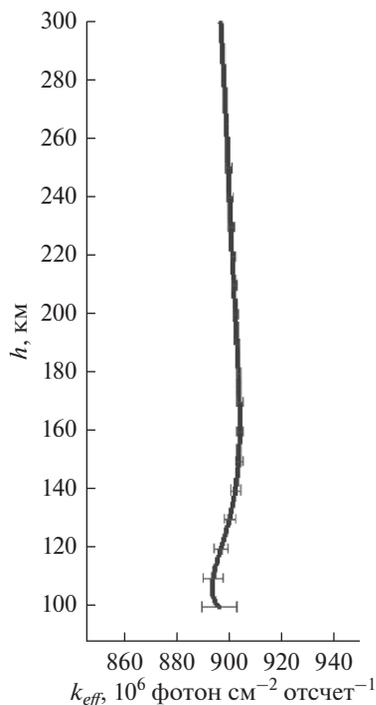


Рис. 5. Высотная зависимость эффективного коэффициента k_{eff} .

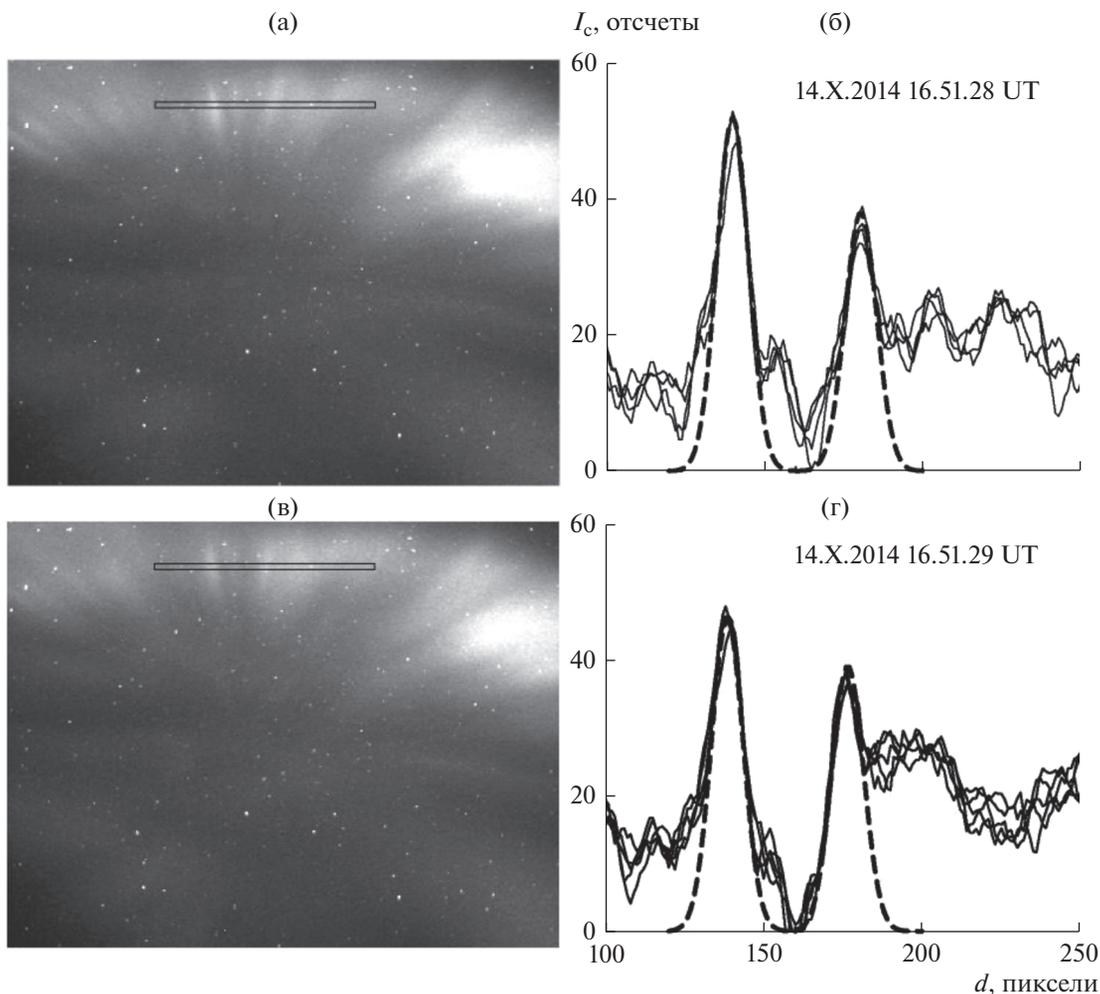


Рис. 6. Пример анализа поперечной структуры лучистой формы: а – кадр с камеры Gyrus-2; б – зависимость интенсивности для сечений изображения в выделенной на (а) области, пунктиром нанесены гауссоиды с полушириной 5 пикселей, в – кадр с камеры Gyrus-2 через 1 с; г – зависимость интенсивности для сечений изображения в выделенной на (в) области.

черточкам соответствуют среднеквадратичные отклонения, которые не превышают 2% во всем интервале высот. Из рисунка видно, что во всем диапазоне высот эффективный калибровочный коэффициент k_{eff} можно считать константой, равной $9 \cdot 10^8$ фотон см^{-2} отсчет $^{-1}$.

4. ОБЪЕМНАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ СВЕЧЕНИЯ

Для перехода к объемным интенсивностям свечения необходимо более детальное рассмотрение геометрии области свечения, а именно, как излучение распределено вдоль луча зрения, проектирующегося на каждый пиксел ПЗС матрицы. В общем случае такая задача требует полной томографической реконструкции и большего числа точек наблюдений, однако для нашего частного случая свечения лучевых структур под удачными ракурсами углами может быть решена по имею-

щимся изображениям при разумных предположениях относительно геометрии пучка электронов, формирующего авроральный луч. Такими необходимыми предположениями являются: 1 – осевая симметрия поперечного сечения высыпавшегося пучка электронов, 2 – поперечный профиль распределения в высыпавшемся пучке имеет вид гауссоиды. Тогда полуширину аврорального луча можно оценить по имеющимся изображениям. Рассмотрим это на примере, приведенном на рис. 1. Высотное распределение зарегистрированной интенсивности свечения вдоль луча показано ранее на рис. 3.

Для определения характерного поперечного размера луча рассмотрим детально левый кадр рис. 1. Сделаем сечение изображения в отмеченной области на рис. 6а в направлении поперек луча вблизи максимумов высотного профиля. На рис. 6а эта область отмечена прямоугольником. Отложим ход регистрируемой интенсивности све-

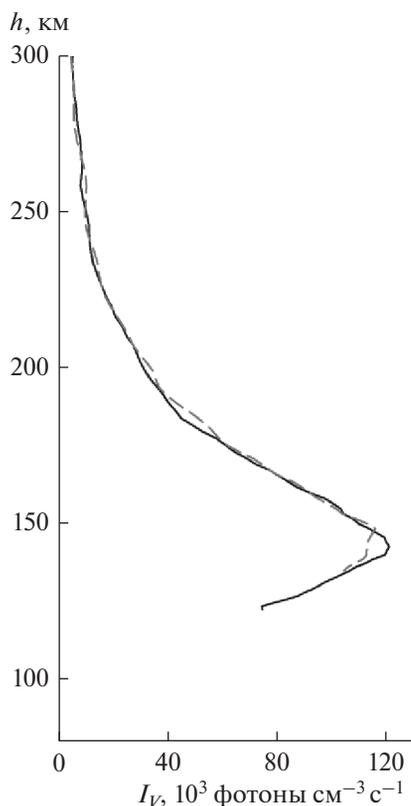


Рис. 7. Высотные профили объемной интенсивности свечения вдоль луча 14.IX.2014 16.51.28 UT, сплошная линия – для камеры Gyrro-2, пунктир – для камеры Gyrro-1.

чения вдоль этого сечения, и удалим в нем фоновую подложку (рис. 6б). Теперь мы видим, что два выраженных пика имеют вид гауссовой кривой с полушириной 5 пикселей (нанесены пунктиром).

Для пересчета размеров на изображении в линейные размеры используем формулу (1). Из вычислений по формуле (5) следует, что 1 пиксел на высоте 150 км соответствует 100 м, то есть полуширина рассматриваемых лучей $d = 500$ м. Для кадра, полученного в следующую секунду за кадром на рис. 6а, проведена аналогичная оценка. Ее результаты иллюстрирует рис. 6в, 6г. Из сравнения положения пиков можно оценить скорость поперечного “смещения” лучей: для левого пика – 150 м/с, для правого пика – 400 м/с. Отсюда следует, что частично видимая поперечная ширина луча объясняется “смазыванием” во время экспозиции. Для уверенно различимых лучей скорости “смещения” не превышают 500 м/с.

Теперь можно провести калибровку и коррекцию высотного профиля для получения объемной интенсивности свечения.

$$I_v = \frac{I}{L} = \frac{k_{eff} I_c}{2d/\sin \nu} = \frac{k_{eff} I_c \sin(f\sqrt{x^2 + y^2})}{2d}. \quad (5)$$

Здесь I – поверхностная интенсивность свечения, фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$; I_c – регистрируемая поверхностная интенсивность свечения, отсчет с^{-1} ; k_{eff} – эффективный калибровочный коэффициент, фотон см^{-2} отсчет $^{-1}$; L – эффективная длина пути луча зрения в авроральном луче; d – полуширина поперечного сечения аврорального луча, см; ν – угол луча зрения с направлением на магнитный зенит; x, y – положение пиксела на изображении относительно проекции магнитного зенита; $f = 0.038$ градусов – угловое разрешение камер.

Полученные высотные профили объемной интенсивности свечения в рассматриваемом авроральном луче после калибровки и коррекции приведены на рис. 7. Как видим, профили по данным обеих камер совпадают как по форме, так и по абсолютным значениям с погрешностью, не превышающей 10%. Это является дополнительной проверкой корректности всей процедуры от идентификации луча до получения профиля объемной интенсивности свечения.

Для дальнейшего исследования характеристик лучистых форм полярных сияний были выбраны четыре разнесенных по времени события. Зарегистрированные камерами изображения полярных сияний вместе с вычисленными для выделенных на них лучей высотными профилями объемной интенсивности свечения в выбранных событиях показаны на рис. 8. На изображениях крестом отмечено положение магнитного зенита, сплошной линией выделен луч, штриховой-проходящая через магнитный зенит экиполярная линия. Высотные профили объемной интенсивности: сплошная линия – для камеры Gyrro-2, пунктир – для камеры Gyrro-1. Во всех случаях профили по данным обеих камер совпадают как по форме, так и по абсолютным значениям с погрешностью, не превышающей 10%. Максимумы в профилях лежат на высотах 130–150 км и составляют от $4.5 \cdot 10^4$ до $2.2 \cdot 10^5$ фотон $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Получение информации о плазме в околоземном космическом пространстве из наземных наблюдений полярных сияний всегда было заманчивой задачей для исследователей. Вместе с тем многие очевидные факторы осложняют ее решение: большая пространственная и временная изменчивость, большой динамический диапазон интенсивностей свечения (включая очень малые значения), зависимость от метеорологических условий, необходимость детального моделирования для интерпретации наблюдений. В этом смысле лучистые структуры в полярных сияниях являются наиболее сложными и интересными из-за своей динамичности, непредсказуемости и большой высотной протяженности. В научной литературе нам не известны детальные исследования

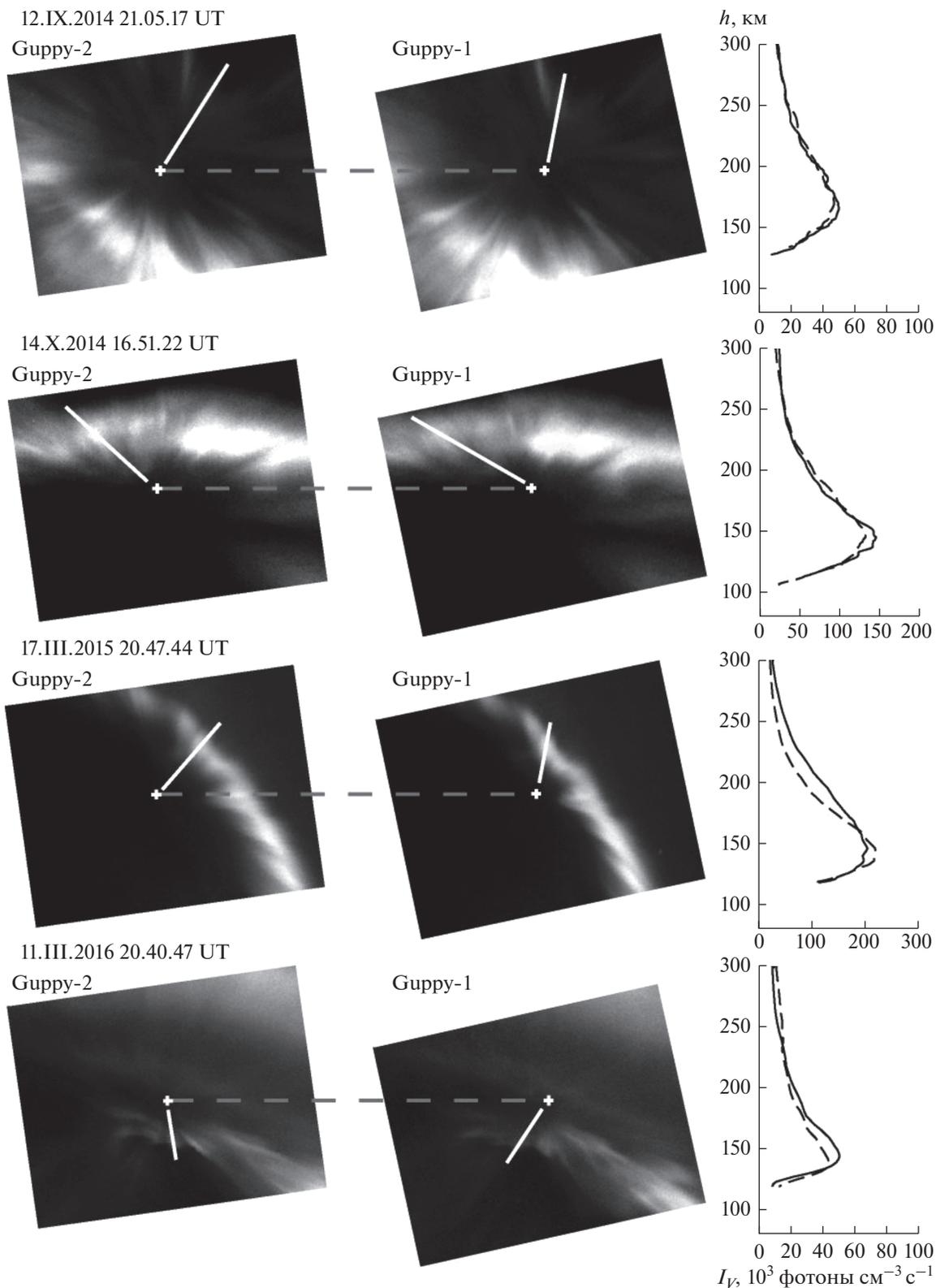


Рис. 8. Примеры обработки для четырех пар изображений полярных сияний.

высотных зависимостей интенсивности свечения в таких структурах, но из морфологии известно, что они возникают при интенсификациях спо-

койных дуг, во время авроральных брейкапов и псевдо-брейкапов, преимущественно на приплюсненной границе аврорального овала.

В данной работе мы использовали данные систематических наблюдений, проводимых в Апатитах, что несколько южнее статистического аврорального овала в данном секторе, поэтому в поле зрения лучистые структуры попадали не столь часто. Однако приведенные выше примеры являются достаточно типичными для зарегистрированных случаев.

Необходимо отметить, что в использованных данных существуют аппаратные ограничения, которые необходимо учитывать при обобщении полученных результатов. Время экспозиции (1 с) для данных камер определяется полосой пропускания, включающей яркую линию 557.7 нм с характерным временем 0.7 с. Такая полоса пропускания является компромиссом между использованием простых в эксплуатации камер и возможностью регистрации сияний. Вместе с тем, время экспозиции ограничивает возможность идентификации на снимках структур, “перемещающихся” со скоростями больше 500 км с^{-1} .

Другим ограничением является динамический диапазон интенсивностей, регистрируемый камерой. В представленных примерах видны белые участки сияния, на которых камера “ушла в насыщение”. На таких участках, вблизи максимума в высотном профиле теряется информация об интенсивности сияния. Дело в том, что АЦП камеры имеет 12 бит, что дает полный динамический диапазон 2048 градаций, но для сохранения изображения может быть использовано только 8 бит (256 градаций), которые выбираются программно по полной интенсивности в предыдущую секунду. Для динамичных лучистых структур, внезапно появляющихся в поле зрения, этот автоматический выбор не всегда оптимален. Кроме того, высотные профили с изменением интенсивности вдоль профиля более 256 раз, которые присутствуют в сияниях, не могут быть зарегистрированы полностью.

Несколько слов о погрешностях представленных результатов. Погрешность определения высоты по относительному смещению структуры на паре изображений показана на рис. 2 из соображений, что положение структуры на изображениях определено с точностью ± 3 пиксела. Это несколько завышенная оценка погрешности, так как из рис. 6 видно, что положение лучей по положению пиков хорошо локализуется с точностью ± 1 пиксела. Погрешность абсолютных значений интенсивности определяется калибровкой камер, описанной в [2]. Высотное изменение спектрального состава зарегистрированного свечения, как видно из рис. 5 не может привести к отклонениям более 2%.

Информация о высоте свечения, по относительному смещению структуры на паре изображений, является общей для изображений в паре.

Однако интенсивность свечения регистрируется камерами независимо. Как видим из приведенных на рис. 7 и 8 результатам, профили по данным обеих камер совпадают как по форме, так и по абсолютным значениям с погрешностью, не превышающей 10%. Это является дополнительной проверкой корректности всей процедуры от идентификации луча до получения профиля объемной интенсивности свечения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены систематические (с 2011 по 2020 гг.) триангуляционные наблюдения полярных сияний с использованием камер, регистрирующих излучение в спектральном интервале длин волн 380–580 нм. Для этих данных разработаны методики восстановления высотных профилей объемной интенсивности свечения и оценки поперечных размеров лучистых структур в полярных сияниях. Рассчитан коэффициент, определяющий связь между скоростью отсчетов ПЗС матрицы камеры и полной интенсивностью свечения (в единицах фотон $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$). Показано, что характерные поперечные размеры лучистых форм сияний, разрешимых при времени экспозиции 1 с, составляют 500 м. Восстановлены высотные профили объемной интенсивности свечения для пяти выбранных случаев с ярко выраженной лучистой структурой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kozelov B.V., Pilgaev S.V., Borovkov L.P. et al. Multi-scale auroral observations in Apatity: winter 2010–2011 // *Geosci. Instrum. Method. Data Syst.* 2012. V. 1. P. 1–6.
2. Kozelov B.V., Brändström B.U.E., Sigernes F. et al. Practice of CCD cameras' calibration by LED low-light source // *Physics of Auroral Phenomena. Proc. XXXVI Annual Seminar. Apatity.* 2013. P. 151–154.
3. Визильтер Ю.В., Желтов С.Ю., Бондаренко А.В. и др. Обработка и анализ изображений в задачах машинного зрения: курс лекций и практических занятий. М.: Физматкнига, 2010.
4. Jones A.V. *Aurora*. Boston: D. Reidel Published Company, 1974.
5. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Сергиенко Т.И. и др. Физико-химическая модель авроральной ионосферы // *Космич. исслед.* 2017. Т. 55. № 2. С. 94–106.
6. Hedin A.E. Extension of the MSIS Thermospheric Model into the Middle and Lower Atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. P. 1159.
7. Swider W., Narcisi R.S. Auroral E-region: Ion composition and nitric oxide // *Planet. Space Sci.* 1977. V. 25. P. 103–116.
8. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка содержания окиси азота в полярных сияниях по данным наземных фотометрических наблюдений // *Солнечно-земная физика.* 2019. Т. 5. С. 77–81.

УДК 533.951+537.86+537.876

СПУТНИКОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ, ИНДУЦИРУЕМЫХ В СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЕ ПРИ ЕЕ МОДИФИКАЦИИ МОЩНЫМИ КВ РАДИОВОЛНАМИ

© 2021 г. В. Л. Фролов^{1,2,*}, Р. Ю. Лукьянова³, А. О. Рябов¹, И. А. Болотин¹

¹Научно-исследовательский радиофизический институт Национального исследовательского Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

²Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

³Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*frolov@nirfi.unn.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 29.11.2020 г.

Принята к публикации 10.12.2020 г.

Проведен анализ экспериментальных данных, полученных в 2016–2019 гг. при измерении плазменных возмущений и электрических токов, которые индуцируются на ионосферных высотах при модификации F_2 -области среднеширотной ионосферы мощными КВ радиоволнами, излучаемыми нагревным стендом СУРА. Измерения проводились с помощью бортовой аппаратуры спутников серии *SWARM*. Определены условия генерации электрических токов и зависимость их характеристик от ионосферных условий. Результаты спутниковых измерений сравниваются с результатами экспериментов, выполненных в лабораторной плазме. Установлено, что развитие искусственных плазменных возмущений в верхней ионосфере Земли определяется термодиффузионными процессами с униполярными коэффициентами диффузии, которые сопровождаются возбуждением вихревых электрических токов короткого замыкания по фоновой плазме.

DOI: 10.31857/S0023420621040014

1. ВВЕДЕНИЕ

Начатые в конце 60-х–начале 70-х гг. прошлого столетия активные эксперименты в ионосферной плазме по модификации ее F_2 -слоя мощными КВ радиоволнами убедительно продемонстрировали, что вблизи высоты отражения мощной радиоволны обыкновенной (O) поляризации (или волны накачки, ВН) при вертикальном или почти вертикальном ее падении на ионосферу развивается интенсивная искусственная ионосферная турбулентность (ИИТ) и наблюдается сильный разогрев электронов плазмы. [1–7]. Одной из важнейших компонент ИИТ являются неоднородности концентрации плазмы с размерами поперек линий геомагнитного поля l_{\perp} от долей метра до десятков километров. Их генерация наблюдается не только в центральной части возмущенной области ионосферы (ВО) вблизи высоты отражения ВН в F_2 -области, где поглощается основная доля ее энергии и развивается наиболее интенсивная ИИТ, но и во всей толще ионосферы от высот ее E -слоя до высот внешней ионосферы. В горизонтальной плоскости размеры центральной части

ВО определяются шириной пучка мощных радиоволн. Измерения показали, что генерация неоднородностей концентрации плазмы обнаруживается и далеко за пределами этой области на расстояниях до 300 км от ее центра (см., например, [3–5, 7]), что намного превышает возможный снос плазмы за счет дрейфового ее движения за время проведения измерений. Особенно заметно это проявляется для неоднородностей концентрации с размерами поперек линий геомагнитного поля l_{\perp} больше нескольких километров.

Центральная часть ВО ионосферы обладает следующими важными свойствами. Во-первых, в условиях вечерней и ночной ионосферы сильный разогрев плазмы мощными радиоволнами на высотах F_2 -слоя приводит к тому, что вблизи уровня отражения ВН наблюдается формирование области с пониженной концентрацией плазмы, обладающей свойствами фокусирующей линзы. Ее горизонтальные размеры составляют ~ 100 км, вдоль геомагнитного поля она вытянута на расстояние до 200–300 км. Во-вторых, наиболее интенсивная ИИТ развивается в выделенной обла-

сти так называемого “магнитного зенита”, где на уровне взаимодействия мощной радиоволны с ионосферной плазмой волна O -поляризации распространяется вдоль силовых линий геомагнитного поля; размер этой области по горизонтали составляет ~ 30 км [2, 4, 5, 7]. Разогретая плазма выталкивается из области нагрева вдоль линий геомагнитного поля вверх и вниз по высоте. Вытесненная вверх плазма формирует на высотах выше 500 км дакт с повышенной плотностью плазмы [8, 9]. Такой характер перераспределения плазмы вдоль силовых линий геомагнитного поля подтверждается результатами численного моделирования [5, 10, 11]. Образование дактов с повышенной концентрацией плазмы на высотах внешней среднеширотной ионосферы хорошо регистрируется бортовой аппаратурой низкоорбитальных спутников [9], методом радиотомографии [3, 12] и при зондировании ионосферы сигналами спутников навигационных систем (GPS/GLONASS) [13]. Внутри дакта обнаруживаются неоднородности плотности с размерами $l_{\perp} \approx 10-10^3$ м и более крупные неоднородности с $l_{\perp} \approx 10-20$ км [9].

Из сказанного выше ясно, что искусственные возмущения плотности плазмы имеют сложную пространственную структуру и обнаруживаются как в центральной части ВО ионосферы, так и далеко за ее пределами. В зависимости от масштаба плазменных неоднородностей и их местоположения вариации плотности в них составляют величину от долей процента до десятков процентов по отношению к концентрации окружающей фоновой плазмы. Изучение механизмов их образования, включая транспорт плазменных возмущений вдоль и поперек силовых линий геомагнитного поля, является актуальной задачей сегодняшнего дня. При этом принципиальным моментом здесь является выяснение скорости образования и характера релаксации таких неоднородностей, зависимости характеристик этих процессов от ионосферных условий и режима нагрева ионосферной плазмы. Все это важно знать для определения особенностей механизмов их генерации, влияния этих неоднородностей на характеристики распространения радиоволн различных диапазонов частот от ОНЧ до СВЧ и на свойства ионосферно-магнитосферного взаимодействия.

Для получения данных об эволюции плазменных неоднородностей различных масштабов используются различные радиофизические методы зондирования ионосферы [14, 15]. С их помощью изучаются условия образования неоднородностей в различных геофизических условиях, на различных широтах и ионосферных высотах, характер их развития и релаксации, их спектральные характе-

ристики и пр. Однако, несмотря на огромный полученный здесь экспериментальный материал, эти данные нельзя считать полными, т.к. генерация, эволюция и релаксация неоднородностей сопровождается возбуждением в ВО ионосферы электрических токов, характеристики которых в настоящее время практически не изучены. Считается, что в нагревных экспериментах такие токи образуются при генерации и релаксации возмущений концентрации магнитоактивной плазмы [16, 17], за счет ухода сверхтепловых электронов из ВО ионосферы во внешнюю ионосферу [18], за счет действия сил стрикционного и теплового давления в модифицированной мощными радиоволнами плазме [19]. Имеющиеся в литературе оценки дают величину плотности этих токов от 0.05 до 1.0 $\mu\text{A}/\text{m}^2$. Наличие таких токов может оказывать существенное влияние на механизмы генерации, эволюции и релаксации искусственных ионосферных неоднородностей концентрации плазмы и ИИТ, в целом, и определять характеристики наблюдаемых явлений. Это обуславливает значимость экспериментов по прямому измерению электрических токов на ионосферных высотах, индуцируемых при модификации магнитоактивной ионосферной плазмы мощными радиоволнами.

Важным аспектом этих исследований является также то, что пространственная структура системы электрических токов, возбуждаемых при локальном нагреве магнитоактивной плазмы, подробно измерялась в лабораторных плазменных установках [20–22]. Это дает возможность провести сравнение результатов натуральных и лабораторных экспериментов и определить, в каких условиях и по каким параметрам эти методы исследований могут дополнять друг друга, обеспечивая более полное наше понимание свойств процессов переноса в магнитоактивной плазме.

В 2016–2019 гг. на стенде СУРА была проведена серия экспериментов, координированных с пролетами низкоорбитальных (высота орбит ~ 500 км) космических аппаратов серии *SWARM*, бортовая аппаратура которых включает в себя анализатор плазмы и высокочувствительный векторный магнитометр. Измерения индуцируемых нагревом плазмы вариаций магнитного поля позволяют определить величину и пространственные характеристики электрических токов, которые пересекает орбита спутника. В настоящей работе представлен анализ полученных в этих экспериментах данных, касающихся свойств плазменных возмущений и электрических токов, которые возбуждаются на ионосферных высотах при модификации F_2 -области среднеширотной ионосферы мощными КВ радиоволнами, излучаемыми среднеширотным нагревным стендом СУРА (НИРФИ ННГУ,

Нижний Новгород, Россия). Результаты измерений свойств плазменных возмущений частично были представлены в работе [23], первые результаты измерений индуцированных нагревом продольных электрических токов рассматривались в работе [24].

Во второй части работы приведены условия проведения измерений и характеристики используемого экспериментального оборудования. Анализ результатов выполненных измерений составляет содержание третьей ее части. В четвертой части приведено сравнение результатов измерений характеристик электрических токов, выполненных в ионосферной и лабораторной плазмах. В заключении сформулированы полученные результаты и отмечены возможные направления развития проводимых исследований.

2. ОРГАНИЗАЦИЯ КООРДИНИРОВАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

2.1. Аппаратура

2.1.1. Спутники SWARM. Группировка из трех идентичных КА серии SWARM Европейского космического агентства была выведена на орбиту 22.XI.2013. Спутники имеют низкие круговые орбиты, лежащие в меридиональной плоскости. При этом два из них (*Alfa* и *Charley*, далее S-A и S-C) летят на высоте ~450 км близко друг к другу на расстоянии ≤ 200 км, наклонение орбиты 87.4° . Третий КА (*Beta*, далее S-B) летит в другой меридиональной плоскости на высоте ~510 км, наклонение орбиты 88° . Следует подчеркнуть, что именно в области высот 400–500 км имеет место переход от центральной части ВО ионосферы, где наблюдается генерация интенсивной ИИТ, сильный разогрев плазмы и уменьшение ее концентрации, к области переноса плазменных возмущений вдоль силовых линий геомагнитного поля во внешнюю ионосферу [4, 5, 7, 10, 23]. За сутки спутники делают 14–15 оборотов вокруг Земли, оказываясь в разных секторах местного времени. Постепенно смещаясь по долготе, орбиты спутников за 7–10 мес. покрывают все долготные сектора земного шара.

Все три КА SWARM оснащены идентичной бортовой измерительной аппаратурой. Основным ее модулем является комплекс для магнитных измерений, состоящий из высокочувствительных скалярного (ASM) и векторного (VFM) магнитометров для определения общей напряженности геомагнитного поля и ортогональных составляющих вектора поля с точностью до 0.01 и 0.1 нТл соответственно. Эти магнитометры позволяют проводить измерения для широкого круга задач, включая мониторинг главного магнитного

поля Земли, литосферного поля и вариации внешнего магнитного поля, которое создается электрическими токами, текущими между магнитосферой и ионосферой вдоль силовых линий геомагнитного поля (продольными токами).

Вертикальная составляющая продольного тока, перпендикулярная траектории пролета спутника, может быть определена по величине создаваемой этим током горизонтальной компоненты магнитной индукции, исходя из закона Ампера: $\mu_0 J = \partial B / \partial l$. Здесь J – плотность тока, μ_0 – магнитная постоянная вакуума, l – расстояние вдоль орбиты КА, B – вариация магнитной индукции (ее измеренное значение, из которого вычтено модельное значение внутреннего магнитного поля Земли). При пересечении вытянутых вдоль широты токовых слоев или токов кругового сечения достаточно хорошим приближением является использование только одной из горизонтальных компонент магнитной индукции: той, которая перпендикулярна траектории полета спутника; в нашем случае это B_{EAST} . Секундные значения плотности тока, рассчитанные по измерениям каждого из трех спутников, являются одним из стандартных продуктов, представленных в базе данных SWARM [25].

Кроме магнитометрической аппаратуры КА SWARM оснащены двумя ленгмюровскими зондами для измерения каждые 0.5 с плотности и температуры электронов в окружающей плазме, а также электрического потенциала корпуса спутника. Более подробное описание аппаратуры КА SWARM можно найти в [25, 26]. Данные измерений с помощью КА SWARM доступны на сайте <https://vires.services/>.

2.1.2. Нагревный стенд СУРА. Используемый в наших экспериментах для модификации ионосферы мощными КВ радиоволнами нагревный стенд СУРА расположен вблизи р/п Васильсурск, в 120 км к востоку от г. Нижнего Новгорода (координаты стенда: $\varphi_0 = 56.15^\circ$ с.ш., $\lambda_0 = 46.1^\circ$ в.д.) [27]. Эффективная мощность излучения стенда в режиме когерентного излучения всех трех его модулей с максимальной мощностью составляет $P_{эфф} \approx 80$ МВт на частоте излучения $f_{ВН} \approx 4.3$ МГц, увеличиваясь с ростом $f_{ВН}$ до ~180 МВт для $f_{ВН} \approx 6.5$ МГц. Во всех рассматриваемых в настоящей работе экспериментах стенд излучал мощные радиоволны *O*-поляризации; использовался наклон диаграммы направленности излучения ВН на 12° на юг, чтобы усилить генерацию ИИТ за счет эффекта “магнитного зенита” [2, 4, 5, 28]. Если позволяли критические частоты f_{0F_2} и программа работы стенда, измерения проводились всякий раз, когда какой-нибудь из КА пролетал через возму-

щенную магнитную силовую трубку, опирающуюся на центральную часть ВО, или рядом с трубкой. Излучение ВН в большинстве случаев началось за 15 мин до времени пролета КА через возмущенную ионосферу. В тех сеансах, когда временная программа излучения ВН была иной, в их описании приводятся дополнительные необходимые сведения. Как показали выполненные ранее эксперименты и модельные расчеты, времени ~15 мин достаточно для практически полного развития ИИТ в ионосфере в вечерние и ночные часы и заполнения магнитной силовой трубки искусственными плазменными возмущениями, по крайней мере, до высот ~700 км [4, 9].

Контроль за изменением критической частоты F_2 -слоя ионосферы для O -моды распространения ВН (f_{0F_2}) и за появлением спорадического слоя E_s осуществлялся с помощью имеющегося на стенде СУРА цифрового ионозонда CADY. Отметим, что съём ионограмм во время работы стенда по техническим условиям был невозможен. Получаемые ионограммы позволяли также определять уровень взаимодействия ВН с плазмой по степени их возмущенности.

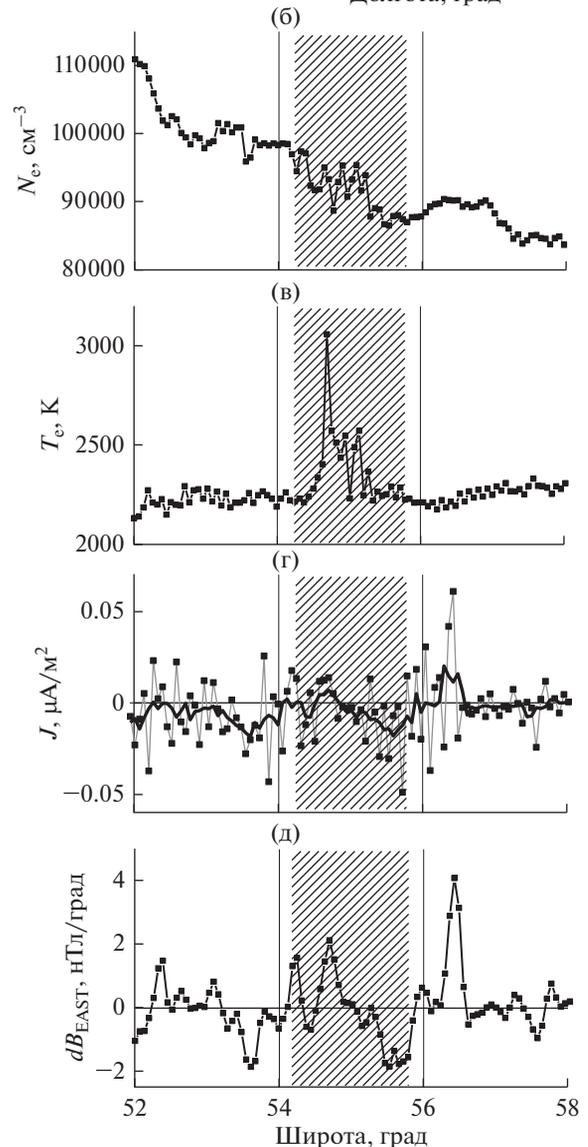
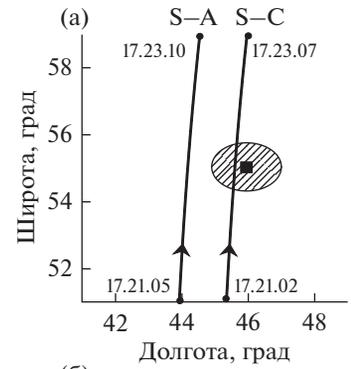
2.2. Параметры экспериментов

Всего в 2016–2019 гг. было выполнено около 70 сеансов нагрева ионосферы по программе СУРА–SWARM при различных геофизических условиях. Частично полученные результаты были проанализированы в работах [23, 24], в которых были сформулированы необходимые требования для эффективного возбуждения возмущений концентрации и температуры электронов плазмы на высотах $h \approx 450$ –500 км. В частности, было установлено, что генерация искусственных плазменных возмущений обнаружимого уровня, который обычно составлял от нескольких десятых долей процента до процента измеряемой величины электронной концентрации (N_e), регистрировалась только при работе стенда в вечерние и ночные часы в условиях, когда частота мощной радиоволны не превышала 6 МГц, была несколько ниже критической частоты f_{0F_2} , а орбита КА проходила на расстоянии меньше 50 км от центра возмущенной магнитной силовой трубки. Также, в большинстве случаев генерация искусственных плазменных возмущений наблюдалась, когда эффективная мощность излучения ВН была не меньше 40 МВт, хотя в особо благоприятных условиях появление возмущений регистрировалось и при $P_{эфф} \approx 20$ МВт. Высокий уровень взаимодействия мощной радиоволны с плазмой в проводимых измерениях подтверждался тем, что

на ионограммах вертикального зондирования для расположенного на стенде СУРА ионозонда регистрировалось возбуждение сильного или очень сильного F -рассеяния (F_{spread}), когда уширение ветвей ионограммы по частоте соответственно составляло 0.3–0.5 МГц или превышало 0.5 МГц, и вместе с этим наблюдалось подавление на ионограммах ветки O -моды из-за развития эффекта аномального ослабления зондирующих ионосферу радиоволн [1, 4, 5, 29] и ослабления волн обеих поляризаций из-за их рассеяния в свою моду на неоднородностях с $l_{\perp} \approx 0.1$ –1 км [4, 30]. Кроме того, было подтверждено, что эффект “магнитного зенита” оказывает сильное влияние на свойства и уровень развития искусственных плазменных возмущений. Вызванные нагревом ионосферы вариации концентрации и температуры плазмы обнаруживались на расстояниях до 200 км вдоль орбиты спутника (приблизительно вдоль направления север–юг), что в 2–3 раза превышает горизонтальные размеры центральной части ВО ионосферы. При этом на высотах 450–500 км наиболее интенсивными являются неоднородности концентрации плазмы с $l_{\perp} \approx 15$ км. Важно, что в измерениях на высотах орбит КА SWARM не было обнаружено формирования дактов с увеличенной плотностью плазмы и размерами $l_{\perp} \approx 100$ км, которые по результатам измерений на спутниках DEMETER и DMSP хорошо регистрировались на высотах $h \geq 600$ км [8, 9]. В экспериментах СУРА–SWARM появление плазменных возмущений во внешней ионосфере не обнаруживалось, когда высота отражения ВН была меньше 200 км, хотя при этом могло наблюдаться развитие достаточно интенсивного F_{spread} на ионограммах вертикального зондирования ВО ионосферы. Следует отметить, что основные результаты в выполненных экспериментах были получены в 2016 и 2017 гг. Более низкие критические частоты в 2018 и 2019 гг., в годы минимума солнечной активности, позволили провести лишь очень ограниченное число измерений в условиях $f_{0F_2} > f_{ВН}$, причем многие из них проводились в неоптимальных условиях, когда, например, частота ВН была близка к f_{0F_2} или измерения проводились в дневной (освещенной Солнцем) ионосфере. Для стенда СУРА минимальное значение частоты ВН равно 4300 кГц.

За время 4-х летнего периода исследований было всего около десятка случаев, когда были выполнены необходимые условия для возбуждения и регистрации сильных плазменных возмущений во внешней ионосфере Земли при ее модификации мощными КВ радиоволнами, в которых параллельно с этим также наблюдалась генерация продольных токов в ВО ионосфере; для четырех

Рис. 1. (а) Ионосферная проекция траекторий КА S-A и S-C в области 52°–58° с.ш., 41°–49° в.д. и проекция ВО диаметром ~90 км (заштрихованный овал); сеанс 27.VIII.2016. Обозначено время (в формате hh.mm.ss) пересечения широтных границ области. Черным квадратом на высоте орбиты спутника показано положение центра диаграммы направленности излучения станда СУРА при ее наклоне на 12° на юг. (б) Электронная концентрация N_e ; (в) температура электронов T_e (прямыми тонкими линиями показаны фоновые изменения параметров); (г) плотность продольных токов с частотой 1 Гц и сглаженная по трем точкам (положительные значения соответствуют току, текущему вниз); (д) вариация градиента восточной компоненты индукции магнитного поля B_{EAST} . Заштрихованной полосой выделена область широт внутри границы возмущенной магнитной силовой трубки.



наиболее значимых из них характеристики возбуждаемых возмущений плотности и температуры электронов плазмы подробно анализировались в работе [23]. Поэтому ниже по каждому рассматриваемому сеансу мы ограничимся только кратким описанием основных характеристик искусственных плазменных возмущений, к которым будут добавлены данные измерений вариаций магнитного поля и вычисленные по ним плотности продольных токов.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Сеанс 27.VIII.2016

В этом эксперименте нагрев производился в условиях вечерней, но еще освещенной Солнцем ионосфере. Вблизи ВО по направлению с юга на север пролетал тандем близко летящих КА S-A и S-C. Траектория КА S-C проходила вблизи оси возмущенной магнитной силовой трубки (в 18 км к западу от ее центра, время наибольшего сближения с центром трубки $T^* = 17.22.06$ UT), а траектория S-A – приблизительно в 115 км к западу от центра возмущенной трубки (рис. 1а). ВН излучалась на частоте $f_{ВН} = 4300$ кГц под углом 12° от вертикали на юг с эффективной мощностью излучения $P_{эфф} = 55$ МВт. За время сеанса нагрева величина f_{0F_2} постепенно уменьшалась с 5.1 до 4.9 МГц, высота отражения ВН составляла $h \approx 230$ км. Эксперимент проводился в спокойных геомагнитных условиях при суммарном суточном значении K_p -индекса $\sum K_p = 9$ и величине индекса AE меньше 50 нТ. Во время нагрева ионосферы наблюдалось развитие очень сильного F_{spread} , что свидетельствует об интенсивной генерации в ВО ионосферы неоднородностей концентрации плазмы с масштабами l_{\perp} от нескольких сотен метров до нескольких километров. На ионограммах регистрировался полупрозрачный спорадический слой E_s с критической частотой f_{0F_2} до 4.5 МГц,

влияние которого могло приводить к уменьшению проходящей в верхнюю ионосферу (в F_2 -область) мощности ВН.

На рис. 1б–1д для КА S-C, траектория которого проходит вблизи центра возмущенной магнитной

силовой трубки, для области широт 52° – 58° с.ш. представлены результаты измерений концентрации и температуры электронов плазмы, плотности продольных электрических токов, а также значения геометрической производной (градиента пространственного изменения) восточной компоненты индукции магнитного поля вдоль траектории движения спутника. Штриховкой на панелях (б)–(д) отмечено положение центральной части ВО ионосферы. Первые три параметра взяты непосредственно из базы данных *SWARM*, а производная рассчитывалась по данным измерений векторного магнитометра, которые также содержатся в базе данных *SWARM*. Фактически оба параметра, представленные на панелях (г) и (д), отражают интенсивность вертикальной компоненты тока, измеренной вдоль траектории спутника. На панели (г) здесь и на следующих рисунках приведены две кривые: тонкая линия отвечает измерениям продольных токов с частотой 1 Гц (т.е. геометрическое расстояние между соседними точками вдоль орбиты КА составляет около 7.6 км), а жирная — результатам измерений, сглаженным по трем точкам. Следуя стандартному алгоритму обработки данных *SWARM*, плотность тока рассчитывается как односторонняя производная вариации зональной компоненты магнитного поля после вычета значения внутреннего магнитного поля Земли по модели CHAOS. В отличие от этого метода производная, представленная на рис. 1г, — центральная, рассчитанная по трем последовательным значениям полной магнитной компоненты без вычета модельного поля. Во многих случаях такой расчет позволяет получить менее зашумленный магнитный сигнал, по которому можно более точно определить плотность продольного тока. Все представленные величины измерялись с частотой 1 Гц, т.е. геометрическое расстояние между соседними точками вдоль орбиты КА составляет около 7.6 км. Заметим, что именно этот сеанс рассматривался в [24] в качестве примера, иллюстрирующего генерацию продольных электрических токов, индуцируемых в ВО ионосферы.

На рис. 1б, 1в можно видеть, что аппаратура КА S-C на почти 100-километровом отрезке его орбиты регистрировала вызванные нагревом ионосферы вариации концентрации плазмы N_e (величиной до 4%), общее повышение T_e (в среднем на 15%) и ее сильные вариации. В этом сеансе область с искусственными возмущениями сдвинута на ~ 30 км на юг относительно рассчитанного центра диаграммы направленности пучка мощных радиоволн, демонстрируя влияние эффекта “магнитного зенита”, когда при наклоне диаграммы направленности излучения стелды на 12° на юг ИИТ имеет свою максимальную интенсив-

ность на ее южном крае [4, 5, 7, 28]. В рассматриваемом случае именно в этой области регистрируется максимальное кратковременное увеличение T_e до 3000 К. Наиболее интенсивные флуктуации концентрации плазмы внутри возмущенной магнитной силовой трубки имели пространственный масштаб $l_\perp \approx 10$ – 15 км, соответствуя ранее полученным в работах [7, 9] результатам. В этом сеансе для КА S-C было зарегистрировано присутствие области с увеличенной концентрацией плазмы на широтах 56° – 57° с.ш., которая расположена в 100–200 км севернее центра возмущенной трубки. Возможно, эта структура может иметь здесь и естественное происхождение. Нельзя также исключать, что она связана с существованием области с увеличенной плотностью плазмы, которая окружает область с пониженной концентрацией, что ранее многократно наблюдалось в радиотомографических измерениях [3]. Механизм ее образования сегодня не ясен. Ниже приводится и иная интерпретация появления такой области с учетом других полученных в наших измерениях данных.

КА S-A пролетал практически одновременно с S-C (спутники пересекают одну и ту же широту с разницей в 3 с) в ~ 115 км к западу от центра возмущенной магнитной силовой трубки, т.е. за пределами области с сильными плазменными возмущениями, индуцированными нагревом ионосферы мощными радиоволнами. Его приборы, в отличие от S-C, не зарегистрировали каких-либо видимых изменений в N_e и T_e .

Обратимся к анализу структуры продольных электрических токов. На рис. 1г можно идентифицировать втекающий в ионосферу ток (с положительными значениями его величины) в южной части ВО и вытекающий ток (с отрицательными значениями его величины) — в северной части ВО. Плотность тока в обоих случаях составляет 0.01 – 0.02 $\mu\text{A}/\text{m}^2$. Значения градиента магнитной индукции B_{EAST} представлены на рис. 1д. Они демонстрируют перемежающиеся области положительных и отрицательных градиентов B_{EAST} ; амплитуда этих изменений составляет около 4 нТл. Такая структура магнитных вариаций показывает, что вдоль траектории спутника регистрируется несколько продольных токов: для наиболее выделяющихся из них два текут вверх ($\partial B/\partial l > 0$ на широтах $\sim 54.5^\circ$ и $\sim 56.5^\circ$) и два — вниз ($\partial B/\partial l < 0$ на широтах $\sim 55.5^\circ$ и $\sim 53.5^\circ$). Характерный пространственный масштаб изменения направления тока составляет около 100 км. При этом внутри возмущенной магнитной силовой трубки в области “магнитного зенита” ток положительный (течет вниз), что соответствует выносу электронов из

области их сильного разогрева вверх во внешнюю ионосферу; севернее и южнее этой области электроны движутся в обратном направлении (ток течет вверх, отрицательные значения токов). Видно, что эта пространственная структура электрического тока сдвинута к югу относительно центра возмущенной магнитной силовой трубки примерно на 40 км, что, как отмечалось выше, является следствием влияния эффекта “магнитного зенита”. Заметим, что максимальная величина втекающего тока (максимальный вынос электронов вверх) соответствует положению наиболее сильного увеличения температуры электронов внутри возмущенной трубки.

Второй максимум плотности втекающего тока величиной $\sim 0.013 \mu\text{A}/\text{m}^2$ регистрируется на широте 56.3° . До и после него на широтах 55.7° и на 56.9° регистрируются вытекающие токи. Эта система токов наблюдается в области локального увеличения концентрации плазмы, расположенного к северу от возмущенной магнитной силовой трубки, без какого-либо видимого изменения здесь температуры электронов.

Вариации индукции магнитного поля, измеренные магнитометрами КА S-A, пролетавшего в 115 км к западу от центра возмущенной магнитной силовой трубки, показывают гораздо более слабые (до 0.2 нТл) вариации с характерным пространственным масштабом изменения знака градиента ~ 65 км. Поскольку сильные токи регистрируются КА S-C на расстоянии до ~ 100 км от центра возмущенной магнитной силовой трубки в меридиональном направлении, но они не регистрируются КА S-A на таком же расстоянии западнее ее центра, то можно заключить, что область с возбуждаемыми продольными токами должна быть несколько вытянута вдоль геомагнитного меридиана.

3.2. Сеанс 23.V.2017

В этом эксперименте также использовались летящие в тандеме спутники. КА S-C в момент максимального сближения с осью возмущенной магнитной силовой трубки в $T^* = 17.11.40$ UT пролетал в вечерней (но еще в освещенной Солнцем) ионосфере на высоте 450 км в направлении с юга на север в 40 км к западу от центра трубки близко к краю диаграммы направленности пучка мощных радиоволн (рис. 2а). ВН излучалась на частоте $f_{\text{ВН}} = 4300$ кГц при $f_{0F_2} = 4.6$ МГц с эффективной мощностью излучения $P_{\text{эфф}} = 50$ МВт; высота отражения ВН составляла $h \approx 235$ км. Эксперимент проводился в достаточно спокойных геомагнитных условиях ($\Sigma K_p = 15^-$, $AE \approx 250$ нТ) по-

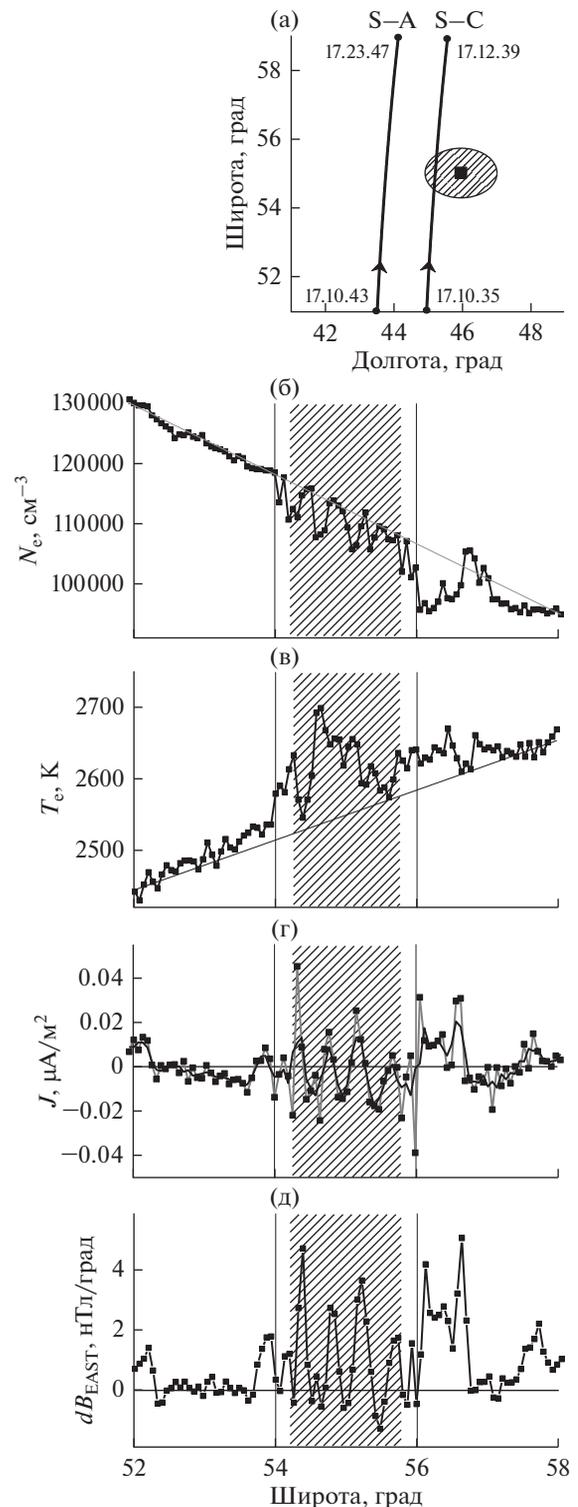


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для сеанса 23.V.2017.

сле геомагнитного возмущения среднего уровня с $K_p \approx 3-4$, которое началось вечером 19.V.2017. Во время нагрева ионосферы наблюдалось развитие диффузности среднего уровня на ионограммах вертикального зондирования. Особенностью этого

эксперимента было то, что он проводился в присутствии полупрозрачного спорадического слоя E_s с частотой экранирования ~ 3 МГц и критической частотой f_{0E_s} до 7 МГц. Присутствие такого плотного слоя E_s приводило к уменьшению транспортируемой в верхнюю ионосферу мощности ВН, что отразилось в ослаблении интенсивности F_{spread} по сравнению с рассмотренным выше сеансом 27.VIII.2016. При таких характеристиках спорадического слоя возможна полная экранировка верхней ионосферы в локальных его областях с достаточно высокими частотами экранирования f_{0E_s} , что приводит к развитию сильно неоднородной (пэтчевой) структуры ВО на уровне F_2 -слоя ионосферы.

На рис. 2б, 2в для сеанса 23.V.2017 представлены результаты измерений параметров плазмы. По измерениям N_e на интервале времени $T = 17.11.23 - 17.11.48$ UT, в области $54^\circ - 55.5^\circ$ с.ш. (т.е. на расстояниях вдоль орбиты спутника до 110 км к югу и до 60 км к северу от оси возмущенной магнитной силовой трубки) регистрируются несколько выделяющихся областей с пониженной концентрации плазмы (до 7%) с характерным пространственным масштабом ~ 30 км. Видно, что эти области соответствуют областям с увеличенной температурой T_e . Такая структура локальных уменьшений плотности плазмы, как отмечалось выше, связана с пространственной структурой непрозрачности спорадического E -слоя, которая проецируется на верхнюю ионосферу, приводя к локальности разогрева электронной компоненты плазмы и уменьшению ее плотности в этих областях. В этом случае пространственный масштаб вариаций плотности плазмы в слое E_s должен составлять ~ 15 км. Увеличение среднего значения T_e в F_2 -слое в этом сеансе составляет $\sim 2\%$. Регистрируются также быстрые вариации T_e величиной 1–2%, имеющие длительность около 2 с, что отвечает пространственному масштабу $l_\perp \approx 15$ км. Центр области с максимальными плазменными возмущениями смещен приблизительно на 25 км к югу от центра возмущенной магнитной силовой трубки, что определяется влиянием эффекта “магнитного зенита”.

Из данных, представленных на рис. 2б, 2в, можно видеть, что на интервале времени от 17.11.50 до 17.12.12 UT (интервал широт $56^\circ - 57^\circ$ с.ш., что соответствует расстоянию 100–240 км к северу от центра возмущенной магнитной силовой трубки) регистрируется появление второй области с выделяющимися вариациями плотности и температуры плазмы. Можно предположить, что частое появление плазменных возмущений на этих широтах является результатом развития

ИИТ в области бокового лепестка диаграммы направленности излучения мощных радиоволн. Как показали измерения [31], при наклоне диаграммы направленности излучения стелды на 12° на юг, эффективная мощность излучения в этот боковой лепесток может достигать 10 МВт, что является достаточным для возбуждения плазменных возмущений заметного уровня. Возможно также, что формирование такой выделенной области генерации ИИТ вне главного лепестка диаграммы направленности излучающей антенны стелды в определенных условиях может усиливаться в результате фокусировки мощных радиоволн на искусственных крупномасштабных неоднородностях, как это, например, наблюдалось в работе [32].

В этом сеансе КА S-A пролетал практически в то же самое время в ~ 140 км к западу от центра возмущенной магнитной силовой трубки, далеко за пределами области с сильными плазменными возмущениями, определяемой развитием турбулентности в центральной части ВО ионосферы. Его приборы не зарегистрировали каких-либо видимых изменений N_e и T_e , связанных с нагревом ионосферы мощными радиоволнами.

На рис. 2г, 2д представлены соответственно плотность продольного тока и изменение градиента восточной компоненты индукции магнитного поля. По этим данным можно видеть, что положительная величина производной $\partial V_{\text{EAST}}/\partial l$, соответствующая втекающему в ионосферу току (или выносу электронов во внешнюю ионосферу), соответствует положению областей с уменьшенной плотностью плазмы. Важно отметить, что в этом сеансе вдоль орбиты спутника в области регистрации неоднородностей с уменьшенной концентрацией плазмы наблюдается последовательное чередование четырех втекающих и трех вытекающих токов. По полученным данным величина плотности тока в них составляет $0.02 \mu\text{A}/\text{m}^2$, что примерно совпадает с величинами, полученными в сеансе 27.VIII.2016. Полученные данные позволяют заключить, что в этом сеансе генерация каждой из неоднородностей концентрации плазмы с $l_\perp \approx 30$ км приводит к образованию своей системы втекающих и вытекающих токов. Из этого следует, что нельзя использовать усреднение результатов измерений за интервал времени, превышающий время пролета спутника через такую неоднородность концентрации плазмы. В рассматриваемом случае это время составляет около 4 с.

В рассматриваемом сеансе для КА S-A величина вызванных нагревом ионосферы мощными радиоволнами вариаций плотности тока и магнит-

ной индукции была мала и находилась на уровне их фоновых флуктуаций.

3.3. Сеанс 25.IV.2016

В этом эксперименте возмущенную магнитную силовую трубку пересекала траектория КА S-B (этот спутник летит изолированно на высоте 510 км). Он пролетал в условиях ночной (неосвещенной Солнцем) ионосферы в $T^* = 19.16.55$ UT в направлении с севера на юг практически через центр возмущенной магнитной силовой трубки (рис. 3а). ВН излучалась на частоте $f_{ВН} = 4300$ кГц при $f_{0F_2} = 4.6$ МГц; высота ее отражения составляла ~ 240 км. Эксперимент проводился в достаточно спокойных геомагнитных условиях при несколько увеличенном уровне авроральной активности с $\Sigma K_p = 10$ и $AE \approx 200$ нТ; предшествующее измерениям последнее усиление геомагнитной возмущенности до уровня с $K_p \approx 3-4$ регистрировалось вечером 22.IV. Особенностью этого сеанса является низкая эффективная мощность излучения ВН, $P_{эфф} \approx 20$ МВт. Однако в ночных условиях и при повышенном уровне возмущенности ионосферы даже при такой низкой $P_{эфф}$ наблюдалось развитие очень сильной диффузности на ионограммах, что может быть связано с влиянием естественных механизмов генерации неоднородностей концентрации плазмы, усиливающих развитие ИИТ.

На рис. 3б–3д представлены параметры ионосферных возмущений, зарегистрированные приборами КА S-B. На южном крае ВО на широте 54.6° можно видеть очень локальное уменьшение концентрации плазмы (панель б) и увеличение ее температуры (панель в), оба – величиной 2–4%. Небольшие вариации T_e заметны также на северном крае ВО. Характерный размер флуктуаций T_e вдоль орбиты спутника составлял 15–30 км. Область с возмущениями сдвинута приблизительно на 35 км на юг от центра диаграммы направленности пучка мощных радиоволн, демонстрируя, как и в предыдущих сеансах, влияние эффекта “магнитного зенита”. Именно в этой области в 19.17.01 UT регистрируется максимальные кратковременные (~ 2 с, что соответствует размеру области вдоль орбиты спутника ~ 15 км) увеличение T_e и уменьшение N_e , которые совпадают по времени с вариациями градиента V_{EAST} (панель д). Эти мелкомасштабные изменения, которые представляют собой вариации внешнего магнитного поля, обусловлены возбуждаемыми в ВО продольными токами, которые пересекает спутник. В южной части ВО расположен ток, втекающий в ионосферу, что соответствует выносу электронов наверх и

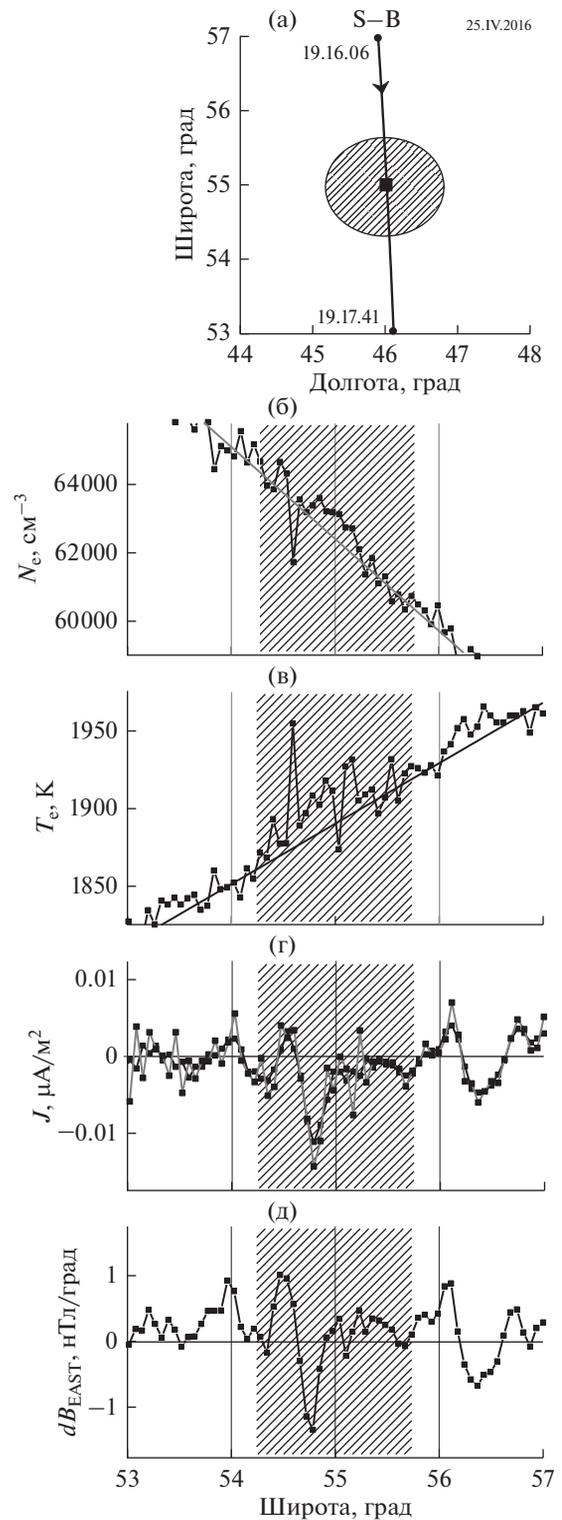


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для сеанса 25.IV.2016.

совпадает с областью уменьшения N_e , в то время как по краям этой области регистрируются вытекающие токи, соответствующие движению электронов вниз. Плотность тока, отвечающая выносу электронов вверх, составляет ~ 0.005 $\mu\text{A}/\text{m}^2$.

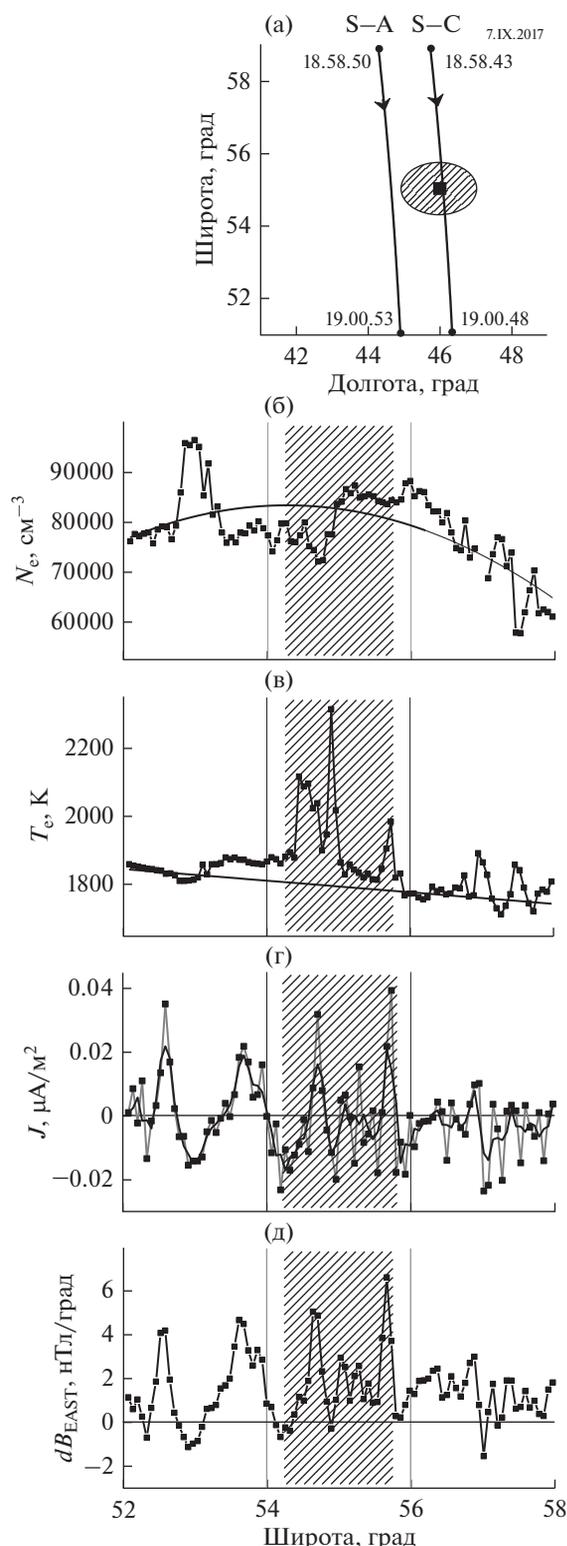


Рис. 4. То же, что на рис. 1, но для сеанса 7.IX.2017.

Плотность вытекающего тока (электроны движутся вниз) на южном крае возмущенной магнитной силовой трубки достигает $\sim 0.01 \mu\text{A}/\text{m}^2$. Относительно небольшой (по сравнению с сеан-

сами, описанными выше) уровень искусственных возмущений концентрации и температуры плазмы и индуцируемых при этом токов можно отнести за счет низкой эффективной мощности излучения ВН.

Как и в предыдущих сеансах, к северу от ВО в диапазоне широт $56.0^\circ\text{--}56.5^\circ$ наблюдается локальное увеличение флуктуаций N_e и T_e , а также небольшие вариации градиента B_{EAST} и плотности продольного тока величиной $\sim 0.005 \mu\text{A}/\text{m}^2$. Регулярное появление вариаций B_{EAST} в этой области ионосферы, как отмечалось выше, может быть связано с модификацией ионосферы через излучение бокового лепестка диаграммы направленности передающей антенны станда.

3.4. Сеанс 7.IX.2017

КА S-C пролетал в условиях ночной ионосферы ($T^* = 18.59.48 \text{ UT}$) на высоте 450 км в направлении с севера на юг практически через центр возмущенной магнитной силовой трубки (рис. 4а). ВН излучалась на частоте $f_{\text{ВН}} = 4300 \text{ кГц}$ при $f_{0F_2} = 4.4 \text{ МГц}$ с эффективной мощностью излучения $P_{\text{эфф}} = 50 \text{ МВт}$; высота отражения ВН составляла $h \approx 260 \text{ км}$. Эксперимент проводился в начальной фазе развития геомагнитной суббури с K_p до 8 ($\Sigma K_p = 29^-$, $AE \approx 300 \text{ нТл}$). Во время нагрева ионосферы наблюдалось развитие очень сильной диффузности на ионограммах вертикального зондирования, что связано с высоким уровнем естественной геомагнитной возмущенности. Особенностью эксперимента было то, что он проводился в условиях, когда $f_{\text{ВН}} \approx f_{0F_2}$. При этом, как показывает практика проведения нагревных экспериментов, возбуждение плазменных возмущений во внешней ионосфере не является оптимальным из-за сильного просачивания энергии ВН во внешнюю ионосферу. Это касается, например, формирования дактов плотности плазмы [9].

На рис. 4б–4д представлены результаты измерений КА S-C в сеансе 7.IX.2017. Сразу после 19.00 UT, когда спутник находился вблизи южного края магнитной силовой трубки, наблюдались сильные изменения характера регистрируемых сигналов: резко пропало связанное с нагревом плазмы увеличение температуры T_e и исчезли вариации концентрации N_e (рис. 4б, 4в). Можно предположить, что в этой области частота ВН была во время измерений выше критической частоты f_{0F_2} , что привело к срыву генерации здесь ИИТ. Отмечается, что в этом сеансе максимум увеличения T_e оказался смещенным на 40–90 км к югу от центра диаграммы направленности ан-

тенны стенда. Такое большое смещение может иметь место, когда $f_{\text{ВН}} \approx f_{0F_2}$.

Для обоих спутников в интервале широт 54° – 56.5° с.ш. наблюдаются сильные вариации концентрации плазмы, причем для КА S-A, который летел в 150 км к западу от центра возмущенной трубки, они даже больше привязаны ко времени пролета спутника рядом с возмущенной магнитной силовой трубкой, показывая, в среднем, уменьшение концентрации плазмы на 24% с сильными вариациями южнее 55° с.ш. и с локальным увеличением здесь N_e . Для КА S-C в рассматриваемой области широт имеет место увеличение N_e на 13% на 55° – 56° с.ш., или севернее центра возмущенной трубки. Южнее центра можно видеть флуктуации концентрации плазмы величиной $\sim 7\%$ с масштабом $l_{\perp} \approx 30$ км. Поскольку их уровень по данным обоих спутников, вообще говоря, соответствует уровню вне возмущенной трубки, трудно однозначно отнести их к искусственным.

Из данных, представленных на рис. 4г, 4д, видно, что наиболее сильные вариации плотности тока и градиента магнитного поля B_{EAST} с амплитудой 2 нТл наблюдаются около широты 54° , которая соответствует южному краю диаграммы направленности излучения стенда, уже вне области регистрации каких-либо видимых изменений T_e . Немного южнее этой области на широте 53.7° обнаруживается втекающий ток плотностью до $0.02 \mu\text{A}/\text{m}^2$ (область выноса электронов наверх). Также, на южном крае возмущенной трубки регистрируется вытекающий ток плотностью до $0.015 \mu\text{A}/\text{m}^2$ и втекающий ток ближе к ее центру на широте около 55° . При этом, первый ток можно соотнести с областью максимума увеличения температуры T_e на широте $\sim 54.5^\circ$, а второй (втекающий ток) находится около максимума T_e , расположенного вблизи центра возмущенной трубки на широте $\sim 54.9^\circ$. Все это наблюдается на фоне флуктуаций продольных токов естественного происхождения с амплитудой до $0.01 \mu\text{A}/\text{m}^2$, что сильно затрудняет выделение на их фоне индуцированных нагревом токов. Малую интенсивность индуцированных нагревом ионосферы токов можно связать с низкой эффективностью взаимодействия ВН с ионосферной плазмой в условиях, когда $f_{\text{ВН}} \cong f_{0F_2}$. Сравнение выполненных двумя спутниками измерений показывает, что поперечный (относительно геомагнитного меридиана) размер области с возбужденными токами здесь не превышает 150 км, подтверждая ранее полученные результаты.

Как можно заключить из рассмотренного примера, существование как втекающих, так и выте-

кающих токов возможна и в отсутствии регистрируемых спутником возмущений концентрации плазмы внутри нагретой магнитной силовой трубки, в данном примере – при наличии областей с сильным разогревом плазмы мощной радиоволной.

3.5. Сеанс 30.VIII.2016

Траектории пролетов КА S-A и S-C представлены на рис. 5а. Ближайший к области нагрева КА S-C пролетал на высоте 450 км с севера на юг в 20 км к востоку от центра возмущенной магнитной силовой трубки в вечерние часы в еще освещенной Солнцем ионосфере ($T^* = 17.03.24$ UT); КА S-A в это же время пролетал в 80 км к западу от центра трубки. Модификация ионосферы проводилась на частоте $f_{\text{ВН}} = 4720$ кГц при критической частоте $f_{0F_2} \approx 5.6$ МГц, эффективная мощность излучения составляла $P_{\text{эфф}} = 95$ МВт, высота отражения мощной радиоволны была около 240 км. Эксперимент проводился на стадии начала развития геомагнитных возмущений среднего уровня ($\Sigma K_p = 24^+$; во время проведения измерений индекс K_p был ~ 4 , $AE \approx 500$ нТ).

Спутниковые измерения представлены на рис. 5б–5д. В области от центра возмущенной трубки до ее южного края наблюдается формирование максимума концентрации плазмы (панель б) с увеличением до 3% относительно ее фонового значения без какого-либо изменения температуры T_e в это время (панель в). Однако, когда спутник пересекал трубку от центра до ее северного края, наоборот, не наблюдается каких-либо значительных вариаций концентрации плазмы, (за исключением максимума концентрации на северном крае трубки), но регистрируется увеличение T_e на 1–2%, не захватывающее области увеличения N_e .

Вдоль орбиты КА S-A наблюдались вариации концентрации плазмы величиной 1–2% без значимых изменений T_e . В этих измерениях регистрируются области с повышенной концентрацией электронов, что не типично для результатов ранее рассмотренных нагревных экспериментов, причем не наблюдается какой-либо их корреляции с вариациями температуры электронов.

Результаты измерений индуцируемых нагревом ионосферной плазмы плотности токов, выполненные бортовой аппаратурой КА S-C, приведены на рис. 5г, 5д, из которых можно сделать следующие выводы об их величине и пространственной структуре. Видно, что в южной части трубки – в области, где была зарегистрирована область с увеличенной концентрацией плазмы,

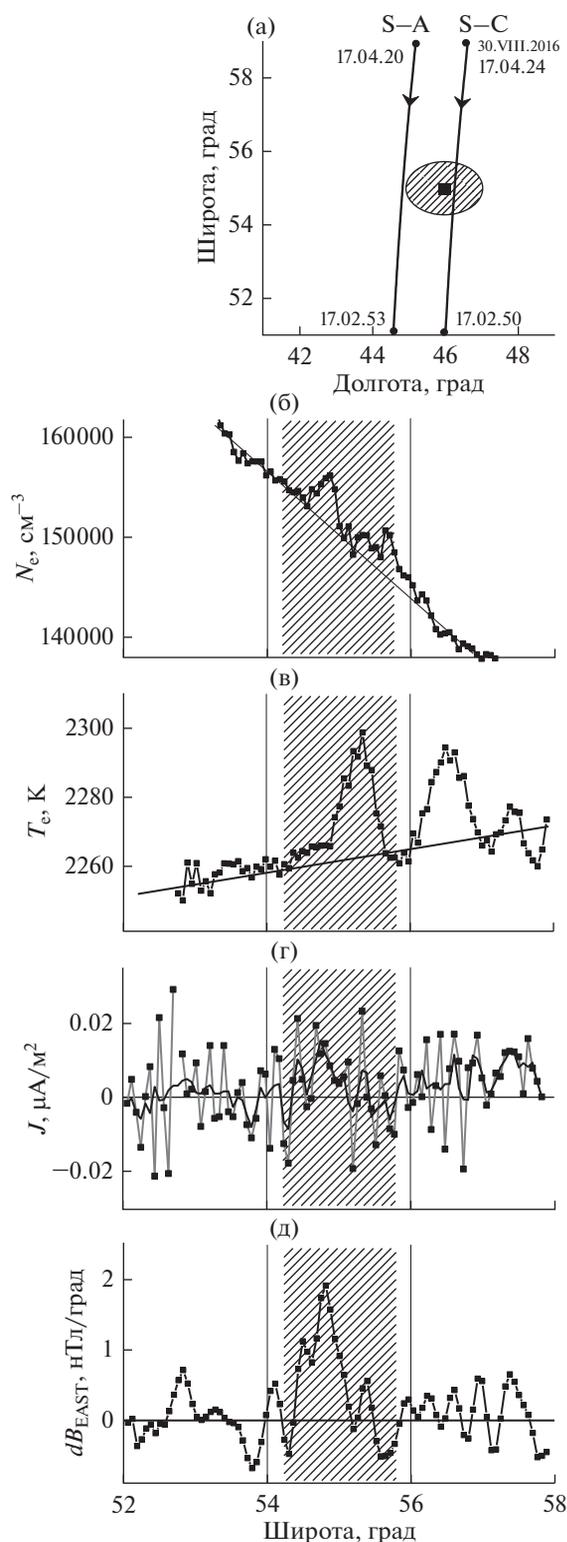


Рис. 5. То же, что на рис. 1, но для сеанса 30.VIII.2016.

наблюдается положительный (втекающий в ионосферу) ток плотностью до $0.015 \mu\text{A}/\text{m}^2$ с максимумом на широте 54.8° . Этот ток соответствует выносу электронов из центральной части ВО

ионосферы вверх во внешнюю ионосферу. На широтах 53.8° и 55.8° , или на ~ 110 км севернее и ~ 110 км южнее этой области, регистрируются отрицательные токи плотностью до $0.01 \mu\text{A}/\text{m}^2$, отвечающие наоборот движению электронов вниз из верхней ионосферы. Форма вариации B_{EAST} (последовательное увеличение и уменьшение B_{EAST} вдоль траектории пролета в области нагрева) подтверждает пересечение спутником втекающего и вытекающего продольных токов.

Отличительные особенности этого эксперимента от рассмотренных ранее связаны с тем, что измерения проводились в условиях развивающейся магнитной суббури, когда при индексе $AE \approx 500$ нТ авроральные возмущения опускаются до широты стенда СУРА, сильно изменяя как условия взаимодействия мощной радиоволны с ионосферной плазмой, так и возможность регистрации искусственных плазменных возмущений [33]. Не исключено, что в этих измерениях регистрировались токи естественного происхождения. Как и раньше, уменьшение плотности плазмы в области $56^\circ - 57^\circ$ с.ш. с увеличением здесь T_e можно отнести за счет модификации ионосферы в области бокового лепестка диаграммы направленности излучения антенны стенда.

3.6. Сеанс 27.V.2017

КА S-B пролетал в условиях ночной ионосферы ($T^* = 21.40.34$ UT) на высоте 510 км в направлении с юга на север в 30 км к востоку от центра возмущенной магнитной силовой трубки (рис. 6а). Модификация ионосферы проводилась с 20.00.00 UT до 21.27.00 UT на $f_{\text{ВН}} = 4740$ кГц в режиме [3 мин – излучение, 3 мин – пауза], эффективная мощность излучения ВН составляла $P_{\text{эфф}} = 85$ МВт, высота ее отражения была ~ 280 км. Эксперимент проводился во время начала развития геомагнитных возмущений, но еще в достаточно спокойных геомагнитных условиях ($\Sigma K_p = 13^+$, $AE \approx 200$ нТ). Особенностью этого сеанса являлось то, что во время измерений значение критической частоты f_{0F_2} плавно уменьшалось от 4.7 МГц в 20.30.00 UT до 4.5 МГц в 21.00.00 UT и до 4.3 МГц в 21.30.00 UT. Отмечалось, что даже при $f_{0F_2} \approx 4.5$ МГц во время нагрева ионосферы еще продолжало наблюдаться развитие сильной диффузности на ионограммах. Однако ее уровень резко ослаб, когда значение f_{0F_2} упало ниже 4.5 МГц. Возможность генерации интенсивных искусственных ионосферных неоднородностей при частоте ВН, превышающей частоту f_{0F_2} на величину до ~ 200 кГц, неоднократно отмечалась ранее (см., например, [34, 35]). Этот эф-

фekt связан с тем, что даже в этих условиях частота верхнегибридного резонанса (в нашем случае $f_{\text{ВГР}} \approx 4.56$ МГц) остается меньше f_{0F_2} и, хотя с меньшей эффективностью, продолжается развитие тепловой (резонансной) параметрической неустойчивости. Особенно это проявляется при уже сильно развитой ИИТ. Исходя из этого, можно считать, что после 21.00.00 UT модификация ионосферы фактически проводилась в условиях нагрева “на просвет” без генерации искусственных ионосферных неоднородностей. Последнее включение ВН в этом сеансе измерений было с 21.24.00 до 21.27.00 UT, т.е. еще за 14 мин до пролета спутника и заведомо уже в режиме нагрева “на просвет”. Если считать, что генерация ИИТ и искусственных неоднородностей концентрации плазмы закончилась где-то после 21.00 UT, когда величина f_{0F_2} стала ниже 4.5 МГц, то в обычных условиях за время 30–40 мин неоднородности вплоть до километровых масштабов должны были бы уже в значительной степени релаксировать. Кроме того, существующий на ионосферных высотах горизонтальный дрейф плазмы ночью со скоростью 30–100 м/с даже в спокойных геомагнитных условиях, должен был привести к выносу индуцированных нагревом ионосферы возмущений плотности из центральной части ВО на расстояние 50–180 км, как это наблюдалось, например, в экспериментах [36]. Все вышесказанное указывает на то, что аппаратура спутника не должна была регистрировать в ранее возмущенной магнитной силовой трубке сколь-нибудь значительных искусственных возмущений. Однако это оказалось не так.

На рис. 6б, 6в представлены результаты измерений N_e и T_e в интервале широт 53° – 57° с.ш. Для этого сеанса были характерны большие фоновые градиенты параметров ионосферной плазмы: на промежутке между 54° и 56° величина N_e уменьшилась с 9000 до 7000 см^{-3} при росте T_e от 1400 до 1500 К. Для того, чтобы выделить на этом фоне мелкомасштабные флуктуации, линейные тренды при обработке данных были вычтены. На рис. 6б, 6в можно видеть, что в области широт 54.5° – 55.5° наблюдаются чередующиеся уменьшения и увеличения N_e величиной до 3–7%, которые расположены внутри возмущенной магнитной силовой трубки, опирающейся на центральную часть ВО ионосферы с сильно развитой ИИТ в условиях ее модификации мощной радиоволной. Размер вариаций плотности плазмы вдоль орбиты спутника в этой структуре составляет около 15 км для областей с пониженной плотностью и ~ 25 км для областей с повышенной плотностью плазмы. Коррелированное уменьшение плотности плаз-

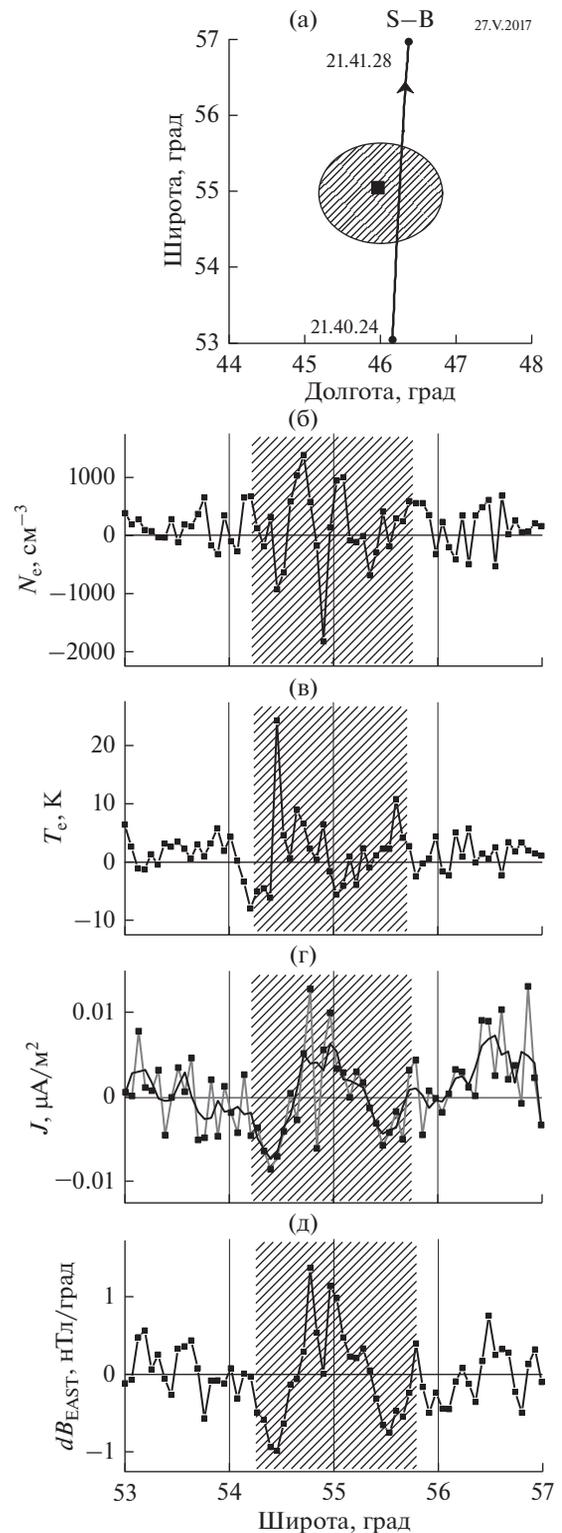


Рис. 6. То же, что на рис. 1, но для сеанса 27.V.2017.

мы и увеличение температуры электронов было зарегистрировано только на южном крае трубки. Остальные вариации N_e не имеют своего соответствующего отклика в вариациях T_e .

Рисунок бг, бд показывает, что около 21.40.53 UT близко к центру возмущенной трубки (в области наиболее сильной неоднородности с дефицитом концентрации плазмы, но лишь слабого увеличения температуры электронов) регистрировался втекающий ток, отвечающий выносу электронов вверх, в то время как по краям возмущенной трубки (измерения в 21.40.46 UT и 21.41.02 UT) регистрировались вытекающие токи. Величины плотности всех этих токов были $\sim 0.005 \mu\text{A}/\text{m}^2$. Положение втекающего тока вблизи южной границы трубки соответствует области с наиболее высокой температурой T_e . Как нетрудно видеть, в рассматриваемом случае области со значительно повышенной температурой и пониженной концентрацией могут не совпадать. Остается неясным: почему через ~ 30 мин после окончания эффективного воздействия мощной радиоволны на ионосферную плазму, когда должна наблюдаться стадия релаксации плазменных возмущений, в центре возмущенной магнитной силовой трубки продолжают регистрироваться втекающий ток (как на стадии развития неоднородности), который соответствует выносу электронов вверх, так и сильные неоднородности плотности плазмы? Нельзя исключать, что в ночных условиях проведения измерений, когда они к тому же проводятся при повышенном уровне геомагнитной активности, после выключения ВН поддержание неоднородностей концентрации плазмы осуществляется уже за счет естественного механизма их образования, как это имело место, например, в экспериментах [37].

В качестве другой причины, оказывающей влияние на поддержание высокого уровня неоднородностей плотностей плазмы, может рассматриваться высыпание энергичных электронов из радиационного пояса Земли, стимулированное нагревом ионосферы мощным КВ радиоизлучением [33]. Однако эта гипотеза нуждается в экспериментальной проверке и теоретическом обосновании.

3.7. Результаты других измерений

Представленные в разделах 3.1–3.6 результаты экспериментальных исследований демонстрируют влияние различных факторов на генерацию и свойства продольных электрических токов, возбуждаемых при модификации среднеширотного F_2 -слоя ионосферы мощными КВ радиоволнами. Помимо этих имеются данные и других сеансов измерений, которые подтверждают или дополняют сделанные выше выводы. Так измерения, проводимые в условиях очень сильных геомагнитных возмущений (как, например, для 2.IX.2016, когда

индекс K_p достигал значений 5–6 при $AE \approx 800$ –1000 нТ), не позволили получить сколь-нибудь значимые результаты по характеристикам искусственных плазменных возмущений и индуцированных нагревом ионосферным токам из-за высокого уровня естественной возмущенности ионосферы на широте стенда СУРА. Не удалось обнаружить генерацию продольных токов, когда измерения проводились в условиях освещенной ионосферы в поздние утренние и полуденные часы, когда генерация искусственных плазменных возмущений ионозондом либо вообще не регистрировалась, либо они имели слабую интенсивность. Следует дополнительно отметить, что эти измерения проводились, когда высота отражения ВН была 180–190 км, т.е. ниже 200 км, что является неоптимальным для генерации интенсивной искусственных плазменных возмущений во внешней ионосфере [9]. Кроме того, в ряде случаев измерения проводились при частоте ВН лишь немного ниже критической частоты f_{oF_2} , что также не отвечало оптимальным условиям генерации возмущений.

Дополнительно к данным, представленным в разделах 3.1–3.6, были получены и другие примеры, когда регистрация на высоте $h \approx 450$ и 500 км крупномасштабной неоднородности с пониженной концентрацией плазмы не сопровождалась ростом в этой области температуры электронов, и наоборот, область с увеличенной T_e не совпадала с областью с пониженной плотностью плазмы. Тем не менее, во внешней ионосфере при этом регистрировалась генерация продольных электрических токов.

3.8. Сводка результатов исследований условий генерации и свойств электрических токов, индуцируемых при нагреве ионосферы мощными радиоволнами

Анализ результатов выполненных на среднеширотном стенде СУРА исследований позволяет сделать следующие выводы.

1) При модификации среднеширотной ионосферы мощными КВ радиоволнами O -поляризации на высотах внешней ионосферы (~ 500 км) наблюдается образование определенной пространственной структуры продольных электрических токов. Преимущественно это происходит в условиях вечерней и ночной ионосферы при достаточно высоких мощностях ВН (как правило, при $P_{\text{эфф}} \geq 50$ МВт), когда ее частота была ниже критической частоты F_2 -слоя. В этом случае на ионограммах вертикального зондирования регистрируются развитие как сильного или очень

сильного F -рассеяния, так и подавление сигналов на частотах вблизи частоты ВН на обеих модах распространения вследствие развития эффектов их аномального поглощения и рассеяния в свою моду, что является свидетельством развития интенсивной ИИТ при взаимодействии мощной радиоволны O -поляризации с плазмой верхней ионосферы Земли. Отметим, что выполнение вышеперечисленных условий является также необходимым для развития интенсивных плазменных возмущений на высотах внешней ионосферы и появления высыпаний энергичных электронов из радиационного пояса Земли.

Однако даже при выполнении этих условий, но при сильной геомагнитной возмущенности, индуцированные нагревом ионосферы продольные электрические токи не регистрировались аппаратурой спутника, поскольку в таких условиях граница аврорального овала опускается до широты станда СУРА, что приводит к невозможности выделения искусственных токов на фоне более сильных их естественных составляющих. Кроме того, рост геомагнитной активности вызывает увеличение регулярного поглощения радиоволн в нижних слоях ионосферы, уменьшая транспортируемую в верхнюю ионосферу мощность ВН и, следовательно, интенсивность возбуждаемой турбулентности. На генерацию электрических токов также сильное влияние может оказать присутствие спорадического слоя E_s , когда он ослабляет интенсивность прошедшей в верхнюю ионосферу мощной радиоволны и может даже экранировать ее полностью по всей ВО или в локальных ее областях.

Измеренная величина плотности втекающего в ионосферу тока, который связывается с выносом электронов из сильно нагретой центральной части ВО ионосферы, составляет в среднем около $0.02 \mu\text{A}/\text{m}^2$ при эффективной мощности излучения ВН $P_{\text{эфф}} \approx 50 \text{ МВт}$ и оптимальных условиях модификации верхней ионосферы; в неоптимальных условиях величина плотности продольного тока была в 2–4 раза меньше, опускаясь почти до уровня его обнаружения или даже ниже.

Результаты выполненных экспериментов позволяют заключить, что эффект “магнитного зенита” при модификации F_2 -области ионосферы оказывает сильное влияние на эффективность как генерации ИИТ, так и системы электрических токов.

Для выяснения механизма генерации продольных токов важным является получение ответа на вопрос, как соотносятся пространственные структуры вариаций электронной концентрации и температуры плазмы с вариациями плотности

продольных электрических токов. Казалось бы, что этот ответ содержится в представленных в разделе 3.2 измерениях, когда чередой прозрачных и непрозрачных участков спорадического слоя E_s приводила к формированию соответствующей “мозаичной” структуры ВО в верхней ионосфере с областями с уменьшенной концентрацией плазмы, в которых наблюдается увеличение температуры T_e . Как видно из рис. 2, положение областей с уменьшенными значениями N_e и увеличенной температурой T_e совпадает с положением областей с втекающими токами или с выносом электронов из центральной части ВО вверх вдоль силовых линий геомагнитного поля. Подобная структура возмущений плотности и температуры плазмы отвечает структуре продольных токов, измеренных в лабораторных экспериментах [20–22], обсуждение результатов которых представлено в следующем разделе работы. Однако в нагревных ионосферных экспериментах такая корреляция положения плазменных возмущений и токов имела место далеко не всегда. Как было продемонстрировано в разделе 3, область втекающего тока может соответствовать области сильного разогрева плазмы, но при этом может не регистрироваться обычно наблюдающееся уменьшение ее плотности. И наоборот, положение втекающего тока может совпадать с областью изменения концентрации плазмы в отсутствии видимых изменений ее температуры. Все это может указывать на то, что измеряемые аппаратурой спутников вариации плотности и температуры плазмы на высотах 450 и 510 км не всегда находятся в соответствии друг с другом. Поэтому они могут и не являться теми плазменными возмущениями, развитие которых определяет генерацию электрических токов.

Как было отмечено во введении, область высот 450–500 км является промежуточной, где происходит изменение механизмов формирования плазменных возмущений. На этих высотах уже не проявляются в полной мере свойства центральной части ВО: например, не регистрируется сильное понижение плотности плазмы за счет ее разогрева вблизи высоты отражения ВН, но еще могут наблюдаться сильные вариации температуры электронов T_e , присущие центральной части ВО. В то же время, исследуемая в данной работе область находится ниже высот ~ 600 км, где при модификации F_2 -области наблюдается формирование дактов с большой избыточной плотностью плазмы, но с достаточно слабыми вариациями T_e . Как показано в [23], вариации плотности плазмы в этой промежуточной области (на высотах орбит КА SWARM) не отражают того, что наблюдается

выше и ниже ее. Поэтому в зависимости от того, как далеко по высоте орбита спутника проходит относительно центральной части ВО, могут наблюдаться различные соотношения между индуцируемыми нагревом плазменными возмущениями и связанными с этим электрическими токами. В одних случаях они могут отражать в большей степени вклад области ионосферы с дефицитом плотности плазмы, располагающейся вблизи высоты отражения ВН, тогда как в других — вклад области внешней ионосферы с дефицитом плотности плазмы и генерируемых на этих высотах неоднородностей.

Особый интерес представляют результаты измерений, когда спутник пролетал в условиях выключенной уже в течение 13 мин ВН (см. раздел 3.6). Более того, еще за 30 мин до его пролета через возмущенную магнитную силовую трубку критическая частота f_{0F_2} упала ниже частоты 4.5 МГц при $f_{\text{ВН}} = 4740$ кГц и по ионограммам было отмечено сильное уменьшение эффективности взаимодействия мощной радиоволны с плазмой. Поэтому следовало бы считать, что в этом сеансе измерения проводились, фактически, на стадии релаксации ИИТ. Однако аппаратура спутника зарегистрировала, как и в случае измерений во время нагрева ионосферы (на стадии развития ИИТ), втекающий ток, хотя и небольшой величины $J \approx 0.005$ $\mu\text{А}/\text{м}^2$. Причиной этого возможно является то, что в условиях проведения измерений в ночное время суток да еще при повышенном уровне геомагнитной активности поддержание неоднородностей концентрации плазмы, сгенерированных во время модификации ионосферы мощными радиоволнами, может продолжаться часами уже за счет естественных механизмов, как это наблюдалось в [37]. Здесь также еще предстоит выяснить роль стимулированного нагревом плазмы высыпания энергичных электронов на генерацию плазменных возмущений.

2) Выполненные эксперименты показали, что часто для рассматриваемых в работе измерений на расстоянии ~ 200 км к северу от центра возмущенной магнитной силовой трубки обнаруживалась выделенная область с сильными флуктуациями концентрации и температуры плазмы, которые по своим характеристикам были очень похожи на искусственные. При этом в этой области регистрировалась своя система втекающих и вытекающих продольных электрических токов. Существование такой области может быть связано с воздействием на ионосферную плазму мощной радиоволной, излучаемой в первый северный боковой лепесток диаграммы направленности антенны станда. Как было определено в работе [31], он заметно усиливается при наклоне диаграммы

направленности на 12° на юг по сравнению с вертикальной диаграммой излучения станда. По своему уровню он на 8 дБ слабее главного лепестка, что соответствует эффективной мощности излучения в нем ~ 10 МВт, достаточной для генерации ИИТ в вечерних и ночных условиях [1, 4]. Следует принимать во внимание, что воздействие на плазму в этих областях может усиливаться за счет дополнительной фокусировки мощной радиоволны на создаваемых при нагреве ионосферы градиентах плотности плазмы, как это наблюдалось в экспериментах [32].

3) При интерпретации результатов спутниковых измерений необходимо учитывать следующее. Как хорошо установлено (см., например [3, 4, 7, 9]), над стандом СУРА возмущения концентрации плазмы в центральной части ВО и на высотах внешней ионосферы имеют сложную пространственную структуру, захватывая большой объем ионосферы: от ~ 100 до >1000 км по высоте и до 500 км в горизонтальном направлении. При этом измерение характеристик плазменных возмущений бортовой аппаратурой спутника в большинстве случаев носит единичный характер и выполняется только вдоль его орбиты на ее высоте. Это резко ограничивает объем получаемой необходимой информации о свойствах плазменных возмущений в ВО ионосферы и уменьшает возможности соотносить их с результатами других измерений. Следует также иметь в виду, что пространственная структура электрических токов в ионосфере, которая формируется вкладом многих плазменных возмущений, располагающихся на разных высотах, должна, естественно, сильно отличаться от ее характеристик для случая уединенной неоднородности, обычно используемой для теоретических и модельных расчетов.

4) Генерация индуцированных нагревом ионосферы электрических токов не наблюдается в условиях, если: а) частота ВН была близка или выше критической частоты f_{0F_2} ; б) высота ее отражения была ниже 200 км, где свойства ионосферы начинают резко изменяться из-за быстрого возрастающего влияния нейтралов на свойства плазмы и на взаимодействие мощной радиоволны с ней; в) эффективная мощность излучения ВН была низкой (≤ 20 МВт), когда нет полного развития всех компонент ИИТ; г) эксперименты проводились в освещенной ионосфере с развитыми E и F_1 слоями, когда наблюдается формирование дефокусирующей линзы на высотах 130–180 км, что с учетом еще и высокого регулярного поглощения радиоволн в нижней ионосфере приводит к сильному (до 20 дБ и больше) уменьшению транспортируемой в верхнюю ионосферу мощ-

ности ВН; д) имела место сильная геомагнитная активность, когда граница авроральной ионосферы опускается до широты расположения стенда СУРА и изменяется характер взаимодействия мощной радиоволны с плазмой; при этом естественная турбулентность может превышать уровень искусственной, маскируя тем самым проявление нагретых эффектов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ СООТВЕТСТВИЕ СПУТНИКОВЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ

Рассмотрим кратко результаты экспериментов, выполненных в лабораторных плазменных установках ИПФ РАН (Нижний Новгород), в которых моделировалась генерация искусственных возмущений ионосферы. Первые результаты были получены на стенде “Ионосфера”, в которой реализовывались близкие к слою F_2 параметры магнитоактивной плазмы [20]. Размещенные внутри плазменной камеры различные датчики позволяли отслеживать изменения плотности и температуры электронов плазмы как вдоль, так и поперек линий создаваемого к камере магнитного поля. В этих экспериментах с помощью помещенной в плазму рамочной антенны, на которую подавался импульс высокочастотного напряжения, происходил сильный локальный разогрев электронов плазмы с увеличением их температуры более чем в 3 раза. Возмущение температуры электронов распространялось вдоль магнитного поля в виде своеобразной тепловой волны. При этом происходило уменьшение плотности плазмы за фронтом тепловой волны (формировался канал с пониженной концентрацией плазмы) и увеличение плотности перед ее фронтом. Выполненные эксперименты и моделирование позволили установить, что термодиффузионное перераспределение концентрации плазмы происходит за счет диффузии электронов вдоль силовых линий магнитного поля, а ионов — поперек, т.е. за счет униполярной диффузии с возбуждением вихревых токов по фоновой плазме, когда электрический ток направлен вдоль магнитного поля к источнику нагрева, а по фоновой плазме — в обратном направлении [17]. Это сопровождается движением ионов поперек силовых линий магнитного поля из области разогрева плазмы, а вдали от нее — из фоновой плазмы к оси возмущенной силовой трубки, осуществляя “замыкание” цепи текущих в плазме электрических токов. На стадии релаксации возмущений (после выключения высокочастотного импульса нагрева плазмы) направление движения электронов и ионов меняется на противоположное, и происходит восстановление

концентрации плазмы до ее невозмущенного состояния с протеканием макроскопических вихревых токов.

На основе рассмотренных выше экспериментальных данных были выполнены теоретические исследования характера процессов термодиффузии плазменных образований конечных размеров [17, 38]. Полученные уравнения переноса плазменных возмущений в магнитоактивной плазме решались численными методами. Было показано, что в рассматриваемом случае “процессы неоднородной термодиффузии замагниченной плазмы сопровождаются формированием вихревых токов, протекающих по возмущенной и фоновой плазме и обеспечивающих квазинейтральность плазмы более быстрыми по сравнению с амбиполярными процессами переноса”. Эти выводы хорошо соответствуют результатам экспериментальных исследований. В работе [39] также было показано, что при этом характерные размеры возмущенной области концентрации плазмы существенно превосходят масштабы области ее температурного возмущения. Это объясняется тем фактом, что в области протекания токов по фоновой плазме происходит возмущение ее плотности.

В развитие рассмотренных выше экспериментальных исследований в последние годы в ИПФ РАН были проведены эксперименты по изучению термодиффузионных процессов в магнитоактивной плазме на стенде “Крот”, который по сравнению со стендом “Ионосфера” обладает существенно большими размерами плазменного столба как вдоль, так и поперек линий внешнего магнитного поля. Кроме того, он оснащен датчиками, измеряющими напряженность магнитного поля, по вариациям которого на основе закона Ампера можно определять токи в плазме. На стенде “Крот” также можно создавать плазму, по своим характеристикам близкую к условиям в слое F_2 ионосферы. Описание технических характеристик стенда “Крот”, его экспериментальных возможностей и используемых методик измерений приведено в работах [21, 22].

Выполненные на стенде “Крот” эксперименты позволили детально изучить пространственную структуру и амплитуду электрических токов, индуцированных при нагреве плазмы с помощью рамочной антенны, на которую подается импульс высокочастотного напряжения. Прямыми измерениями показано, что внутри возмущенной магнитной силовой трубки движение электронов происходит вдоль магнитного поля в направлении от нагретой области, а по фоновой плазме — в обратном направлении. Замыкание этих токов происходит за счет движения ионов поперек ли-

ний магнитного поля в направлении от разогретой области вблизи нее и из фоновой плазмы к центру возмущенной трубки вдали от нее. Это подтверждает вывод об униполярном характере перераспределения магнитоактивной плазмы (переносе плазменных возмущений), что приводит к более быстрому развитию возмущений концентрации плазмы при ее локальном нагреве, чем это было бы в амбиполярном приближении. Также было установлено, что на стадии развития плазменных возмущений имеет место прямая связь между развитием неоднородности концентрации плазмы и системой параллельных электрических токов: они развиваются одновременно в одном и том же пространстве.

В работе [40] представлены результаты исследований на стенде “Крот” особенностей развития группы из двух или трех рядом расположенных неоднородностей, формирующихся в различных силовых трубках двумя или тремя источниками высокочастотного нагрева плазмы. Было установлено, что рядом расположенные неоднородности могут сильно влиять на характер их релаксации за счет изменения характера поперечной диффузии ионов, когда ионы фоновой плазмы должны обеспечивать ее перераспределение одновременно в нескольких рядом расположенных неоднородностях — режим, так называемой, контролируемой ионами униполярной диффузии. Такое влияние имеет место, если ионы слабо замagnetичены при сильно замagnetиченных электронах, как это имеет место в E -слое ионосферы. В этом случае характерное время релаксации структуры из нескольких неоднородностей увеличивается по сравнению со случаем уединенной неоднородности.

По сравнению с ионосферными экспериментами очевидна ограниченность полученных лабораторных результатов, связанная с малым числом индуцируемых нагревом неоднородностей концентрации плазмы и их расположением в линию.

Завершая данный раздел, отметим, что в работах [21, 22] рассматриваются возможности лабораторного моделирования на плазменных установках ИПФ РАН физических процессов в ионосфере и магнитосфере Земли в условиях нагрева ионосферы мощными КВ радиоволнами.

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В работе на ряде примеров из серии координированных экспериментов СУРА-*SWARM* было показано, что при модификации F_2 -области среднеширотной ионосферы мощными КВ радиоволнами O -поляризации вместе с развитием ИИТ в

центральной части ВО (в первую очередь это относится к разогреву электронов плазмы и генерации искусственных ионосферных неоднородностей различных масштабов) на высотах 450–500 км внутри возмущенной магнитной силовой трубки (как правило, ближе к ее южному краю из-за влияния эффекта “магнитного зенита”) регистрируется возбуждение направленных вниз продольных электрических токов, отвечающих выносу электронов из области разогрева вдоль линий геомагнитного поля во внешнюю ионосферу. Одновременно с этим, на флангах ВО (по спутниковым наблюдениям южнее и севернее области втекающих токов) наблюдались токи противоположного направления, отвечающие обратному движению электронов вдоль силовых линий геомагнитного поля.

Возбуждение такой системы продольных токов наблюдалось ранее при расплывании локально нагретой области магнитоактивной плазмы в лабораторных плазменных установках. Это отвечает униполярному характеру термодиффузионного распространения плазменных возмущений с генерацией вихревых токов, продольные компоненты которых определяются движением электронов вдоль магнитного поля, а поперечные — движением ионов поперек него. При этом скорость процессов термодиффузии с униполярными коэффициентами во много раз превышает скорость расплывания плазменных возмущений в амбиполярном приближении. Как было видно из результатов лабораторных экспериментов, плазма выталкивается из области ее сильного разогрева вдоль силовых линий магнитного поля, формируя области с повышенной концентрацией. В ионосферных экспериментах это приводит к формированию дактов с избыточной плотностью плазмы на высотах внешней ионосферы.

Формирование области с дефицитом концентрации плазмы вблизи высоты отражения мощной радиоволны в F_2 -слое ионосферы (фокусирующая линза) и дакта с увеличенной плотностью плазмы на высотах выше 500 км — хорошо известные в ионосферных экспериментах явления, нашедшие свою интерпретацию в работах [10, 11, 16, 17]. В рамках этой интерпретации разогрев электронов и вынос плазмы из области разогрева — жестко связанные термодиффузионные процессы. Однако при анализе полученных в ионосферных измерениях экспериментальных данных было показано, что их прямая связь проявляется далеко не всегда. Такое рассогласование может быть связано со сложной пространственной структурой вариаций концентрации плазмы в возмущенной магнитной силовой трубке и вокруг нее, что не отвечает идеализированному случаю уединенной

неоднородности, обычно используемому как в лабораторных экспериментах, так и в теоретических работах.

Схема термодиффузионных процессов с униполярными коэффициентами с генерацией вихревых токов, которая наблюдается при эволюции плазменных возмущений, возбуждаемых в результате генерации ИИТ при развитии взаимодействия мощной радиоволны с магнитоактивной плазмой, может объяснить следующие наблюдаемые эффекты:

1) в ионосферных экспериментах по изучению переноса плазменных возмущений вдоль силовых линий геомагнитного поля измеренная скорость переноса после включения ВН достигала тепловой скорости электронов, что находится в согласии с механизмом униполярной термодиффузии [41, 42];

2) генерация возмущений концентрации плазмы далеко за пределами границы пучка мощных радиоволн (на расстоянии до 200–300 км от его центра) можно связать с протекающими на таком удалении по фоновой плазме возвратными продольными токами, которые могут стимулировать развитие неоднородностей [43, 44];

3) ниже центральной части ВО ионосферы замыкание вихревых токов происходит по высокопроводящему E -слою ионосферы. Наличие индуцированных нагревом верхней ионосферы токов в E -области еще на стадии развития ИИТ в F_2 -области может объяснить быстрое развитие неоднородностей концентрации плазмы одновременно в обеих ионосферных областях, как это наблюдалось, например, в [45].

В ионосферных экспериментах аппаратура спутника зарегистрировала области с сильным (до 3000 К) увеличением температуры электронов, плотность продольных электрических токов в которых составляла до $0.02 \mu\text{A}/\text{m}^2$ в оптимальных условиях генерации ИИТ. Следует отметить, что измеренные в экспериментах СУРА–*SWARM* значения индуцированных нагревом ионосферы продольных токов оказываются лишь в 3–5 раз меньше продольных токов в авроральной области ионосферы в отсутствие сильных геомагнитных возмущений [15], что указывает на высокую эффективность их генерации при модификации F_2 -области ионосферы мощными КВ радиоволнами O -поляризации.

Продольный электрический ток может быть также связан с уходом из ВО ионосферы электронов, ускоренных до сверхтепловых энергий в областях с интенсивной плазменной турбулентностью или сильного разогрева плазмы. Сделанные в работе [18] оценки по измерениям на высоко-

широтном стенде EISCAT-heating (Тромсе, северная Норвегия), когда наблюдалось экстремально сильное искусственное оптическое свечение, дают величину плотности тока ускоренных электронов с энергиями до 11 эВ, равную $0.06 \mu\text{A}/\text{m}^2$. Учитывая, что наиболее интенсивное оптическое свечение, наблюдаемое на стенде СУРА в линии кислорода 6300 \AA , больше чем на порядок слабее зарегистрированного на стенде EISCAT-heating, ток ускоренных электронов над стендом СУРА не должен превышать величины $0.003 \mu\text{A}/\text{m}^2$, что намного ниже тока, зарегистрированного в наших экспериментах с помощью детекторов КА *SWARM*, и находится ниже порога обнаружения для этих спутников.

Подводя итоги выполненным на стенде СУРА экспериментам с использованием для диагностики плазменных возмущений аппаратуры низкоорбитальной группировки КА *SWARM*, следует заключить, что впервые были измерены величина и пространственная структура продольных токов, возбуждаемых при нагреве F_2 -области ионосферы мощными КВ радиоволнами O -поляризации, и определена их зависимость от характеристик радиоволны и от ионосферных условий. Были выявлены условия возбуждения продольных токов, которые, в целом, соответствуют условиям возбуждения интенсивной ИИТ и сильному разогреву электронов ионосферной плазмы, и определены условия отсутствия их генерации. Были определены особенности измерения продольных токов в активных ионосферных экспериментах.

В развитие выполненных экспериментов на стенде СУРА крайне желательно было бы провести эксперименты на стенде EISCAT-heating, выполнив измерения характеристик электрических токов с помощью КА серии *SWARM* одновременно с измерениями температуры электронов, вариаций плотности плазмы и выноса ионов из области нагрева с помощью радара некогерентного рассеяния. Такие измерения позволили бы снять ряд вопросов в интерпретации наблюдаемых явлений и провести необходимые модельные расчеты.

Авторы благодарят сотрудников стенда СУРА, а также команду космической миссии *SWARM* Европейского космического агентства за помощь в организации и проведении экспериментов и получения данных спутниковых измерений. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-05-00166. Сравнение результатов ионосферных и лабораторных исследований (раздел 4) было выполнено при поддержке РНФ, грант № 21-12-00385.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Мясников Е.Н. и др.* Искусственная ионосферная турбулентность (обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 2. С. 208–225.
2. *Гуревич А.В.* Нелинейные явления в ионосфере // УФН. 2007. Т. 177. № 11. С. 1145–1177.
3. *Фролов В.Л., Бахметьева Н.В., Беликович В.В. и др.* Модификация ионосферы Земли мощным КВ радиоизлучением // УФН. 2007. Т. 177. № 3. С. 330–340.
4. *Фролов В.Л.* Искусственная турбулентность среднеширотной ионосферы. Нижний Новгород: Изд. ННГУ, 2017.
5. *Streltsov A.V., Berthelier J.-J., Chernyshov A.A. et al.* Past, Present and Future of Active Radio Frequency Experiments in Space // Space Sci. Rev. 2018. V. 214. № 118.
<https://doi.org/10.1007/s11214-018-0549-7>
6. *Frolov V.L., Erukhimov L.M., Metelev S.A., Sergeev E.N.* Temporal behavior of artificial small-scale ionospheric irregularities: Review of experimental results // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 1997. V. 59. № 18. P. 2317–2333.
7. *Фролов В.Л.* Пространственная структура возмущений плотности плазмы, индуцируемых в ионосфере при ее модификации мощными КВ радиоволнами: обзор результатов экспериментальных исследований // Солнечно-земная физика. 2015. Т. 1. № 2. С. 22–45.
<https://doi.org/10.12737/10383>
8. *Vartanyan A., Milikh G.M., Mishin E. et al.* Artificial ducts caused by HF heating of the ionosphere by HAARP // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. A10307.
<https://doi.org/10.1029/2012JA017563>
9. *Фролов В.Л., Рапопорт В.О., Шорохова Е.А. и др.* Характеристики электромагнитных и плазменных возмущений, индуцируемых на высотах внешней ионосферы Земли при модификации F_2 -области мощным КВ радиоизлучением стенда СУРА // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59. № 3. С. 198–222.
10. *Milikh G.M., Demekhov A., Vartanyan A. et al.* A new model for formation of artificial ducts due to ionospheric HF-heating // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 39. L10102.
<https://doi.org/10.1029/2012GL051718>
11. *Белов А.С.* Исследование пространственной структуры и динамика развития возмущений околоземной плазмы при воздействии мощного коротковолнового радиоизлучения // ЖЭТФ. 2015. Т. 148. Вып. 4. С. 758–765.
12. *Фролов В.Л., Болотин И.А., Рябов А.О. и др.* Высотные характеристики дактов плотности плазмы // XXVI Всероссийская открытая научная конференция “Распространение радиоволн”. Казань. 2019. Т. 2. С. 100–103.
13. *Фролов В.Л., Комраков Г.П., Глухов Я.В. и др.* Пространственная структура крупномасштабных возмущений плотности плазмы, возбуждаемых при модификации F_2 -области ионосферы мощными КВ радиоволнами // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59. № 2. С. 91–98.
14. *Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А.* Физика ионосферы. М.: Наука, 1988.
15. *Kelley M.C.* The Earth’ Ionosphere. CA: Academic San Diego, 1989.
16. *Гуревич А.В., Цедилина Е.Е.* Движение и расплывания неоднородностей в плазме // УФН. 1967. Т. 91. № 4. С. 609–643.
17. *Рожанский В.А., Цендин Л.Д.* Столкновительный перенос в частично ионизированной плазме. М.: Энергоиздат, 1988.
18. *Kosch M.J., Vickers H., Ogawa Y. et al.* First observation of the anomalous electric field in the topside ionosphere by ionospheric modification over EISCAT // Geophys. Res. Lett. 2014. V. 41. № 21. P. 7427–7435.
<https://doi.org/10.1002/2014GL061679>
19. *Kuo S., Cheng W.-T., Snyder A. et al.* Contracting O/X-mode heater effects on O-mode sounding echo and the generation of magnetic pulsations // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. L01101.
<https://doi.org/10.1029/2009GL041471>
20. *Голубятников Г.Ю., Егоров С.В., Костров А.В. и др.* Исследование пространственной динамики нагрева и термодиффузии плазмы // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 4. С. 482–486.
21. *Костров А.В., Назаров В.В., Стародубцев М.В.* Лабораторное моделирование физических процессов в ионосфере при воздействии мощного радиоизлучения. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50. № 8. С. 731–746.
22. *Aidakina, N., Gushchin, M., Zudin I. et al.* Density irregularities, currents, and magnetic fields generated by pulsed local rf heating of a magnetoplasma: Disturbances in rf antenna vicinity. // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. P122104.
<https://doi.org/10.1063/1.5054819>
23. *Фролов В.Л., Лукьянова Р.Ю., Белов А.С. и др.* Характеристики плазменных возмущений, возбуждаемых на высотах 450–500 км при работе стенда СУРА // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61. № 5. С. 359–373.
24. *Lukianova R., Frolov V., Ryabov A.* First SWARM observations of the artificial ionospheric plasma disturbances and field-aligned currents induced by the SURA power HF heating // Geophys. Res. Lett. 2019. V. 46. P. 12731–12738.
<https://doi.org/10.1029/2019GL085833>
25. *Olsen N., Friis-Christensen E., Floberghagen R. et al.* The SWARM satellite constellation application and research facility (SCARF) and SWARM data product // Earth, Planets and Space. 2013. V. 65. № 11. P. 1189–1200.
<https://doi.org/10.5047/eps.2013.07.001>
26. *Friis-Christensen E., Lühr H., Knudsen D., Haagmans R.* SWARM – An Earth observation mission investigating

- geospace // *Adv. Space Res.* 2008. V. 41. № 1. P. 210–216. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2006.10.008>
27. *Беликович В.В., Грач С.М., Караушин А.Н. и др.* Стенд СУРА: исследование атмосферы и космического пространства // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2007. Т. 50. № 7. С. 545–576.
28. *Гуревич А.В., Зыбин К.П., Карлсон Х.С.* Эффект магнитного зенита // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2005. Т. 48. № 9. С. 772–787.
29. *Allen E.M., Thome G.D., Rao P.V.* HF phased array observations of heater-induced spread-F // *Radio Sci.* 1974. V. 9. № 11. P. 905–916.
30. *Ерухимов Л.М., Комраков Г.П., Фролов В.Л.* О спектре мелкомасштабной части искусственной ионосферной турбулентности // *Геомагнетизм и аэронавигация.* 1980. Т. 20. № 6. С. 1112–1114.
31. *Zhang X., Frolov V., Shen X. et al.* The electromagnetic emissions and plasma modulations at middle latitudes related to SURA-CSES experiments in 2018 // *Radio Sci.* 2020. V. 55. e2019RS007040. <https://doi.org/10.1029/2019RS007040>
32. *Pedersen T., Gustavsson B., Mishin E. et al.* Optical ring formation and ionization production in high-power HF heating experiments at HAARP // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. L18107. <https://doi.org/10.1029/2009GL040047>
33. *Фролов В.Л., Акчурина А.Д., Болотин И.А. и др.* Высыпания энергичных электронов из радиационного пояса Земли, стимулированные модификацией среднеширотной ионосферы мощными КВ радиоволнами // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2019. Т. 62. № 9. С. 641–663.
34. *Leyser T.B., Thide B., Derblom H. et al.* Dependence of stimulated electromagnetic emission on the ionosphere and pump wave // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. № A10. P. 17233–17244.
35. *Frolov V.L., Chugurina V.V., Komrakov G.P. et al.* Study of large-scale irregularities generated in the ionospheric F region by high-power HF waves // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2000. V. 43. № 6. P. 497–519.
36. *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г. и др.* Дифракция радиоизлучения дискретного источника Кассиопея-А на искусственных ионосферных неоднородностях // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1976. Т. 19. № 12. С. 1902–1905.
37. *Utlaut W.F., Violette E.J.* A summary of vertical incidence radio observations of ionospheric modification // *Radio Sci.* 1974. V. 9. № 11. P. 895–903.
38. *Курина Л.Е.* О термодиффузионных эффектах при нагреве электронов замагниченной плазмы полем ВЧ электромагнитного источника // *Физика плазмы.* 1998. Т. 24. № 10. С. 937–941.
39. *Воскобойников С.Н., Гурвич И.Ю., Рожанский В.А.* Неоднородная термодиффузия в магнитном поле // *Физика плазмы.* 1989. Т. 15. № 7. С. 828–837.
40. *Aidakina N., Gushchin M., Zudin I. et al.* Laboratory study of interaction of magnetoplasma irregularities produced by several radio-frequency heating sources // *Physics of Plasmas.* 2018. V. 25. P072114. <https://doi.org/10.1063/1.5012554>
41. *Фролов В.Л., Сергеев Е.Н., Штуббе П.* Исследование процессов переноса в верхней ионосфере Земли с помощью искусственной ионосферной турбулентности, создаваемой пучком мощных КВ радиоволн // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2002. Т. 45. № 2. С. 121–143.
42. *Фролов В.Л., Комраков Г.П., Недзвецкий Д.И. и др.* Об эффектах, наблюдаемых при воздействии мощными короткими радиоимпульсами на верхнюю ионосферу Земли // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2006. Т. 49. № 8. С. 643–663.
43. *Гельберг М.Г.* Образование мелкомасштабных неоднородностей в верхней ионосфере высоких широт // *Геомагнетизм и аэронавигация.* 1984. Т. 24. № 6. С. 911–915.
44. *Мишин Е.В., Трухан А.А., Хазанов Г.В.* Плазменные эффекты сверхтепловых электронов в ионосфере. М.: Наука, 1990.
45. *Фролов В.Л., Беликович В.В., Бахметьева Н.В., Ушаков А.А.* Генерация искусственных ионосферных неоднородностей на высотах 130–170 км // XXII Всероссийская конференция по распространению радиоволн. Ростов-на-Дону. 2008. Т. 2. С. 134–137.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ 7.III.2011 И 20.II.2014

© 2021 г. Н. А. Власова¹, *, В. И. Тулупов¹, В. В. Калегаев¹

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

*nav19iv@gmail.com

Поступила в редакцию 21.09.2020 г.

После доработки 06.11.2020 г.

Принята к публикации 22.01.2021 г.

Представлены результаты исследования двух солнечных протонных событий 7.III.2011 и 20.II.2014, которые ассоциируются с солнечными вспышками, имеющими практически одинаковую мощность и находящимися на близких гелиодолготах, на западной стороне солнечного диска. Работа сделана на основе экспериментальных данных, полученных с КА ACE и ИСЗ GOES, расположенных в межпланетном пространстве в точке L1 и внутри магнитосферы Земли на геостационарной орбите, соответственно. Проведен сравнительный анализ особенностей временных профилей потоков солнечных энергичных протонов и вариаций параметров межпланетной среды: скорости и плотности солнечного ветра и величины и направления межпланетного магнитного поля. Показано, что основные различия временных профилей потоков протонов двух солнечных событий связаны с особенностями состояния межпланетной среды 7.III.2011 и 20.II.2014. Результаты сравнительного анализа временных вариаций потоков солнечных протонов с $E > 10$ МэВ и $E > 30$ МэВ и B_z - и B_x -компонент межпланетного магнитного поля 20.II.2014 свидетельствуют об определяющей роли структуры межпланетного магнитного поля на формирование особенностей временных профилей потоков частиц в данном событии.

DOI: 10.31857/S0023420621040063

ВВЕДЕНИЕ

Солнечное протонное событие (СПС) – одно из наиболее ярких проявлений солнечной активности. Вариации потоков солнечных энергичных частиц (СЭЧ) являются отражением параметров источника СПС и условий распространения в неоднородной и нестационарной межпланетной среде. СЭЧ служат инструментом для диагностики их источников на Солнце, структуры и состояния межпланетного магнитного поля (ММП), солнечного ветра (СВ) и магнитосферы Земли [1–3]. Диагностическая методика базируется на исследовании особенностей движения СЭЧ в магнитных полях.

Солнечные вспышки рассматривались в качестве основного источника солнечных космических лучей (солнечных энергичных частиц) с момента их открытия в 1942 г. [4]. Постепенно накапливались факты, свидетельствующие, что корональные выбросы массы (КВМ) могут играть значительную роль в ускорении СЭЧ до больших

энергий (см., например, [5]). В случае КВМ наиболее эффективное ускорение частиц происходит в короне Солнца. В работе [6] по результатам исследования магнитной топологии на Солнце показано, что в импульсных событиях СЭЧ приобретают энергию за счет стохастического ускорения в области магнитного пересоединения и уходят в межпланетное пространство по открытым силовым линиям, а в постепенных событиях частицы ускоряются на ударных волнах КВМ, при этом силовые линии магнитного поля замкнуты. В работе [7] для события 4.IV.2000 найдено, что наиболее вероятными источниками солнечных протонов с энергией 0.1–1, 1–30 и 30–100 МэВ являются межпланетные ударные волны, корональные ударные волны и солнечная вспышка, соответственно. В настоящее время наиболее признанная точка зрения состоит в том, что солнечные энергичные частицы ускоряются и в области солнечной вспышки, и на ударных волнах КВМ [8]. Вспышка и КВМ являются двумя сторонами одного и то-

го же явления – взрывного возмущения в атмосфере Солнца с мощным выделением энергии [9].

Определяющее влияние на распространение солнечных заряженных частиц в межпланетной среде оказывает ММП [10]. В работах [11, 12] предложена физическая и расчетная модель восходящего ускоряющегося потока солнечного ветра между дискретными арочными структурами хромосферы и короны Солнца. Модель позволяет вытягивание арочных структур на Солнце и вынос их в гелиосферу с образованием петель в межпланетной среде. Образ петлевых магнитных ловушек в короне и в межпланетной среде основан на многочисленных наблюдениях арочных структур на рентгеновских фотографиях солнечной короны, на отождествлении межпланетных магнитных петель в межпланетной среде и на диагностике межпланетных петель по СЭЧ (см., например, [13]). В соответствии с моделью гелиосферные квазистационарные системы петель ММП заполняются при солнечных вспышках СЭЧ наподобие радиационных поясов Земли [14]. В работе [15] на основе результатов МГД моделирования показано, что магнитоплазменные структуры в межпланетной среде на 1 астрономической единице (а. е.) могут иметь свой источник в солнечной короне.

В работах Г.П. Любимова (см., например, [2]) показано, что СЭЧ движутся вдоль силовых линий ММП, которое коллимирует поток частиц. Сильная анизотропия потока СЭЧ, по крайней мере, на фазе роста потока – экспериментальный факт (см., например, [16, 17]). Магнитные неоднородности на пути распространения потока СЭЧ в межпланетной среде могут играть роль рассеивания, в результате поток изотропизуется. Для описания движения частиц предложено диффузионное приближение, хорошо описывающее основные характеристики изотропных потоков, а также частиц с высокой энергией ($E > 100$ МэВ), для которых ММП слишком слабое, чтобы существенно изменить их траекторию [18]. Сильно коллимированный поток частиц не описывается в диффузионном приближении [19]. Описание экспериментальных данных потребовало усовершенствования аппарата диффузионного приближения, и были предложены коллимированная и анизотропная диффузия, введена зависимость коэффициента диффузии от времени и координат (см., например, [20]). В работе [21] предложена эмпирическая “отражательная модель” движения, накопления и модуляции частиц, созданная на основе фундаментальных физических принципов с использованием большого количества наблюдательных данных о потоках СЭЧ, о солнечном ветре и ММП. Одним из основных принципов является наличие причинно-следственной

связи между источником и его откликом, где бы они не находились: на Солнце, в гелиосфере, в околоземном пространстве. В “отражательную модель” заложено существование коронального распространения СЭЧ, то есть частицы из области солнечной вспышки могут распространяться в короне на значительные расстояния по связанным арочным системам, что дает возможность регистрации СЭЧ и от залимбовых вспышек. В работе [22] показано, что 4.IV.2019 на КА *Parker Solar Probe*, находящемся на расстоянии 0.17 а. е. от Солнца, зарегистрированы СЭЧ из активной области, расположенной на 80° восточнее места вытягивания силовых линий магнитного поля. Этот результат интерпретируется как существование в широкой долготной области линий магнитного поля между активной областью в фотосфере и короной.

“Отражательная модель” предполагает захват и перенос частиц в полупрозрачных магнитных ловушках, образованных силовыми линиями ММП, вытянутыми от Солнца [23, 24]. В работе [25] существование вариаций потоков юпитерианских электронов вблизи Земли объясняется, в частности, пребыванием электронов также в магнитных ловушках, имеющих форму замкнутых магнитных структур, возникающих при взаимодействии разноскоростных потоков солнечного ветра. Если эти структуры существуют длительное время, вращаясь вместе с Солнцем, то возникают коротирующие области взаимодействия (CIR – Corotating Interaction Regions), которые могут оказывать влияние на динамику СЭЧ (см., например, обзор [26]). В работе [27] описывается формирование большой магнитной полости, ограниченной токовыми слоями, в результате взаимодействия потоков СВ и/или потока СВ с гелиосферным токовым слоем. В магнитных полостях, в свою очередь, возникают динамические мелкомасштабные магнитные острова, в которых может происходить доускорение частиц.

Межпланетная среда неоднородна (см., например, [10]). Первое упоминание о магнитоплазменных трубках в межпланетной среде было в работе [29]. По экспериментальным данным с автоматических межпланетных станций (АМС) *Марс-4*, *5*, *7* обнаружены петли магнитоплазменных трубок [29]. Петли были вытянуты солнечным ветром из активных областей Солнца, в одной из которых произошла солнечная вспышка, заселившая их солнечными частицами. В работе [30] показано существование в СВ и в ММП квазистационарных образований, состоящих из дискретных дублетных и мультиплетных структур. Образ межпланетной среды в виде ковра из магнитоплазменных трубок представлен в работе

Таблица 1. Параметры солнечных вспышек, корональных выбросов массы и активных областей (АО) на Солнце

Солнечные вспышки				Корональные выбросы массы					АО
дата	UT	координаты	балл	дата	UT	линейная скорость, км/с	угол	координаты	
2011.III.7	19.43	N31W53	M3.7/SF	2011.III.7	20.00	2125	Гало	N31W53	11640
2014.II.18	01.27	S16W42	C4.7	2014.II.18	01.36	779	Гало	S24E34	11976
2014.II.20	07.26	S15W73	M3.0/SN	2014.II.20	08.00	948	Гало	S15W73	11976

[31]. В работе [32] показано, что экспериментальные данные с КА *Parker Solar Probe* свидетельствуют о том, что КВМ, зарегистрированный 5.XI.2018, имел структуру в виде совокупности трубок. Способ создания образа структуры гелиосферы зависит, во многом, от выбора пространственно-временного масштаба. МГД-моделирование дает возможность описания гелиосферы, в частности, в терминах короткоживущих мелкомасштабных токовых слоев и быстрых вариаций ММП (см., например, [33]).

Цель работы – по результатам сравнительного анализа двух СПС 7.III.2011 и 20.II.2014 и условий распространения заряженных частиц в межпланетной среде в эти периоды объяснить особенности временных профилей потоков солнечных протонов 20.II.2014.

Статья посвящена памяти Германа Павловича Любимова (2.VII.1924–7.IV.2020), главного научного сотрудника Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова, доктора физ.-мат. наук, профессора, крупного специалиста в области физики Солнца и межпланетной среды, ветерана Великой Отечественной войны.

Г.П. Любимов – один из пионеров космических экспериментов, возглавлявший творческий коллектив лаборатории физики гелиосферы НИИЯФ МГУ, силами которого проведены научные исследования на автоматических межпланетных станциях серий *Зонд*, *Марс*, *Венера*, *Луна*, *Луноход*, *Вега*, *Фобос* и ИСЗ *ГРАНАТ* (в 1961–1996 гг. – 44 эксперимента).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Исследование СПС 7.III.2011 и 20.II.2014 выполнены на основе экспериментальных данных по потокам протонов с энергиями (E) >10 , >30 и >60 МэВ, полученных с КА, расположенных в межпланетном пространстве и в магнитосфере Земли. КА *ACE* находится в точке либрации $L1$ на расстоянии 1.5 млн км от Земли к Солнцу [www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/]. Геостационар-

ный ИСЗ *GOES-15* [<https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes/>] имеет орбиту на высоте ~ 36000 км с наклоном $\sim 0^\circ$ (географический экватор Земли) и расположен на долготе 134° W.

Использованы экспериментальные данные о параметрах солнечного ветра и ММП, полученные с КА *ACE*.

СОЛНЕЧНЫЕ ПРОТОННЫЕ СОБЫТИЯ 7.III.2011 и 20.II.2014

Рассмотрены два СПС 7.III.2011 и 20.II.2014, которые ассоциируются с солнечными вспышками, имевшими практически одинаковую мощность и расположенными на близких долготах на западной стороне солнечного диска (табл. 1).

Солнечные вспышки 7.III.2011 и 20.II.2014 сопровождались корональными выбросами массы (КВМ) типа гало (табл. 1). Временные профили излучения Солнца в рентгеновском диапазоне во время солнечных вспышек мало различаются по интенсивности и по продолжительности (рис. 1). Можно видеть, что профили мягкого рентгеновского излучения Солнца от вспышек имеют длительность, превышающую 1 час, что свидетельствует о том, что вспышки были постепенные (gradual) [34].

Несмотря на то, что параметры солнечных вспышек близки, временные профили потоков солнечных протонов, зарегистрированных на КА *ACE*, совершенно различны (рис. 2). Временной профиль потока частиц от вспышки 7.III.2011 имеет практически классическую форму, характерную для профиля потока от источника на западной долготе Солнца, тогда как профиль от вспышки 20.II.2014 предельно короткий по времени, с резким нарастанием и столь же резким спадом. Трудно предположить, что настолько существенные различия в профилях потоков частиц могут быть связаны с солнечными вспышками, имеющими близкие параметры.

Поток солнечных протонов распространяется от Солнца до околоземного пространства в межпланетной среде, состояние которой может быть

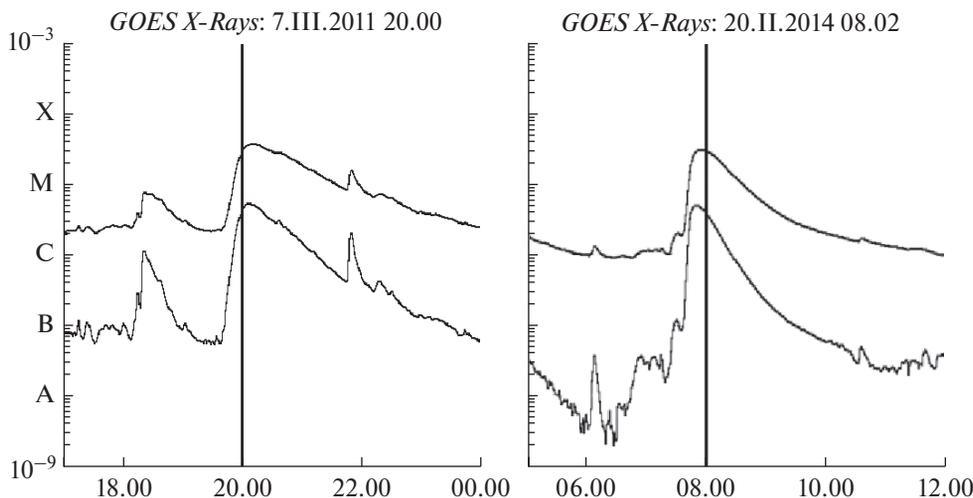


Рис. 1. Временные профили рентгеновского излучения Солнца на длинах волн 0.5–4 и 1–8 Å по данным ИСЗ GOES [https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/sepe/].

охарактеризовано несколькими основными параметрами: величиной (B) и направлением или компонентами (B_x, B_y, B_z) межпланетного магнитного поля и скоростью (V_{sw}) и давлением (P_{sw}) солнечного ветра. Можно видеть, что условия распространения солнечных протонов 7.III.2011 и 20.II.2014 кардинально различны (рис. 2). 7–8.III.2011 межпланетная среда практически спокойна: медленный солнечный ветер ($V_{sw} \sim 350$ км/с) и слабое межпланетное магнитное поле ($B \sim 5$ нТл). Возмущения в межпланетной среде наблюдались только 9–11.III.2011: были зарегистрированы структуры межпланетной среды, характеризующиеся импульсами давления солнечного ветра и усилением межпланетного магнитного поля. Можно предположить, что это могло стать причиной некоторых особенностей временного профиля потока протонов на фазе спада потока. 20.II.2014 поток солнечных протонов распространялся в возмущенной межпланетной среде с сильным магнитным полем и большой скоростью солнечного ветра.

ОБСУЖДЕНИЕ

Поток солнечных энергичных частиц от постепенной вспышки обычно может наблюдаться в широком диапазоне гелиодолгот до $\pm 120^\circ$ [35] или даже на восточном лимбе [36]. Например, СПС 25.II.2014 было зарегистрировано несколькими космическими аппаратами, находящимися на ~ 1 а. е. от Солнца, на долготах от 153° W до 160° E по отношению к Земле [37]. В случае СПС 20.II.2014 ни КА STEREO-A, который находился на долготе $\sim 152^\circ$ W относительно Земли и, следо-

вательно, всего на $+79^\circ$ относительно долготы солнечной вспышки, ни тем более КА STEREO-B ($\sim 159^\circ$ E) не зарегистрировали возрастания потока солнечных частиц.

В начале СПС поток протонов бывает практически анизотропен [16, 17] и распространяется вдоль силовых линий межпланетного магнитного поля [21]. Фазы роста потоков солнечных протонов 7.III.2011 и 20.II.2014 по данным ИСЗ GOES, представленные в одном временном масштабе (в течение 12 ч от начала вспышек), можно видеть на рис. 3а и 3б. Начало солнечных вспышек отмечено: SF. Времена распространения солнечных протонов от начала вспышки до начала регистрации в околоземном пространстве различаются по длительности 7.III.2011 и 20.II.2014: ~ 2 и ~ 1 час, соответственно. Можно предположить, что длина силовой линии ММП, по которой солнечные протоны распространяются в межпланетной среде до Земли 20.II.2014 существенно короче, чем 7.III.2011. Об этом же свидетельствует и передний фронт временного профиля потока протонов: 20.II.2014 он круче, чем 7.III.2011 (рис. 3а и 3б).

В более чем 90% СПС фаза спада потока протонов с энергией несколько МэВ–десятки МэВ может быть описана экспоненциальным законом с характерным временем спада $T_0 \geq 10$ ч (см., например, [38]). На рис. 3в и 3г представлены профили потоков протонов по данным КА ACE, но в разных временных масштабах, так как длительности событий 7.III.2011 и 20.II.2014 различны и составляют ~ 4 сут и ~ 7 ч, соответственно. Можно видеть, что 7.III.2011 потоки протонов за максимумом спадают постепенно (рис. 3в), а 20.II.2014 временные профили потоков протонов после на-

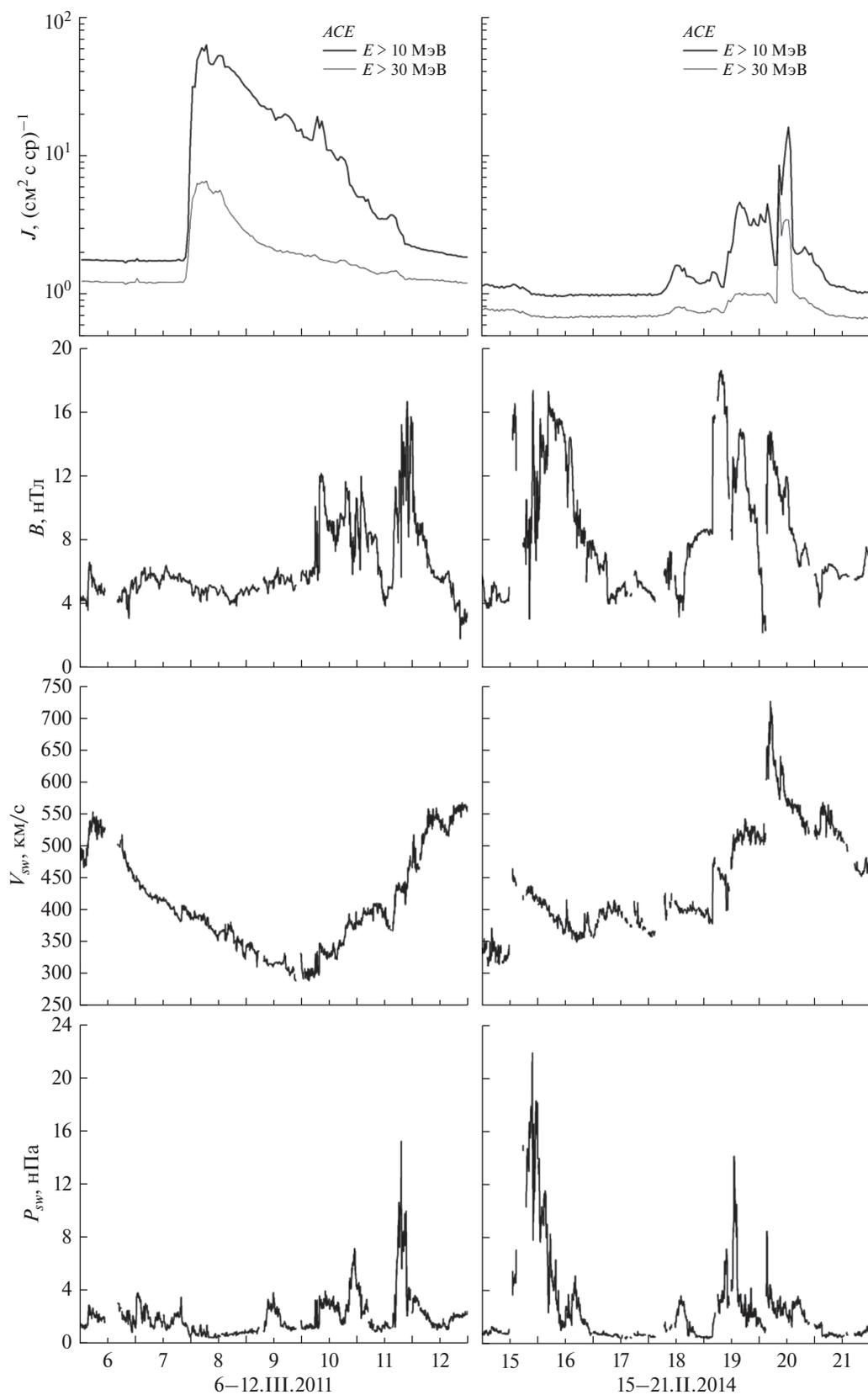


Рис. 2. Временные профили потоков солнечных протонов, величины (B) ММП, скорости (V_{sw}) и давления (P_{sw}) солнечного ветра по данным КА ACE 6–12.ИИ.2011 и 15–21.ИИ.2014.

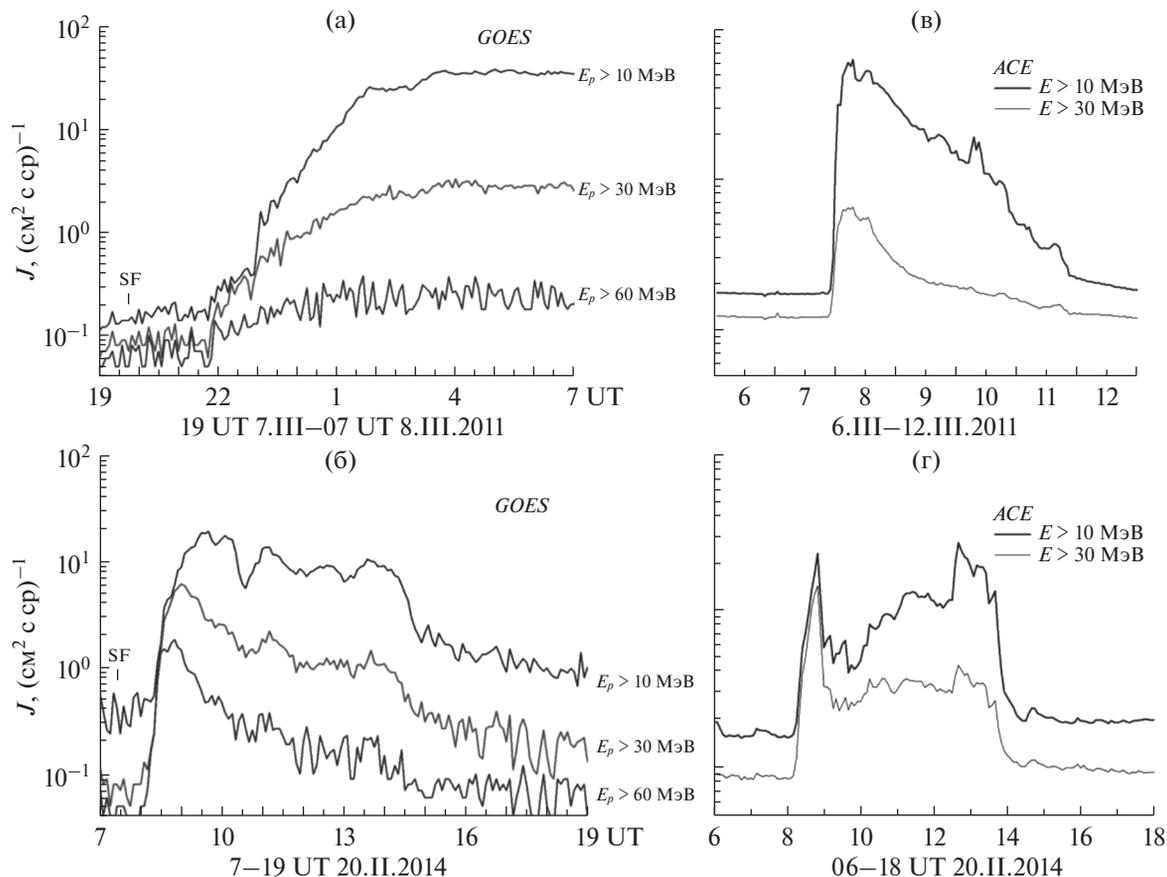


Рис. 3. Временные профили потоков протонов СПС 7.ИИ.2011 и 20.ИИ.2014 (см. текст).

чальных максимумов почти плоские в течение ~6 ч, с последующим, столь же крутым как подъем на фазе роста, спадом (рис. 3г). Это является дополнительным свидетельством необычности процесса распространения солнечных протонов в межпланетной среде 20.ИИ.2014.

20.ИИ.2014 к Земле пришел поток СВ, имеющий высокую скорость ($V_{sw} > 700$ км/с) и большую величину ($B \sim 15$ нТл) ММП (рис. 4). По данным [https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/index.html] 18.ИИ.2014 в 01.36 UT на Солнце наблюдалось извержение волокна: гелиокоординаты события – S24E34; тип КВМ – гало. По результатам моделирования [http://helioweather.net/] КВМ распространился, по крайней мере, на всю видимую часть Солнца и должен был подойти к Земле 20.ИИ.2014. Практически одновременно с КВМ в 01.27 UT 18.ИИ.2014 в той же активной области (АО11976), что и солнечная вспышка исследуемого СПС 20.ИИ.2014, происходит слабая солнечная вспышка балла С4.7 с гелиокоординатами S16W42 (табл. 1) [https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/]. Слабая вспышка происходит за ~2.25 дня до вспышки 20.ИИ.2014. За счет вращения Солнца АО11976,

в которой произошла вспышка 18.ИИ.2014, перемещается на $\Delta W \sim 30^\circ$, то есть на гелиодолготу ~W73, где и происходит вспышка 20.ИИ.2014 с гелиокоординатами S15W73 (табл. 1).

Можно предположить следующий сценарий временной последовательности событий в феврале 2014 г. 18.ИИ.2014 часть силовых линий магнитного поля Солнца от слабой вспышки в АО11976 захватывается высокоскоростным потоком СВ от КВМ типа гало (табл. 1). Поток СВ вместе с силовыми линиями магнитного поля достигает околоземного космического пространства 20.ИИ.2014. $B \sim 03$ UT 20.ИИ.2014 приборы КА ACE регистрируют приход ударной волны от данного КВМ, что проявляется как резкое увеличение скорости СВ и усиление ММП, а также как скачки плотности и температуры СВ (рис. 4). В дальнейшем скачок плотности, начало снижения температуры СВ, увеличение флуктуаций ММП в ~07.30 UT свидетельствуют о приходе КВМ. Практически одновременно, в 07.26 UT, в АО11976 происходит вспышка, которая и дала исследуемое возрастание потока солнечных протонов. Примерно в 14 UT 20.ИИ.2014 на графиках скорости, плотно-

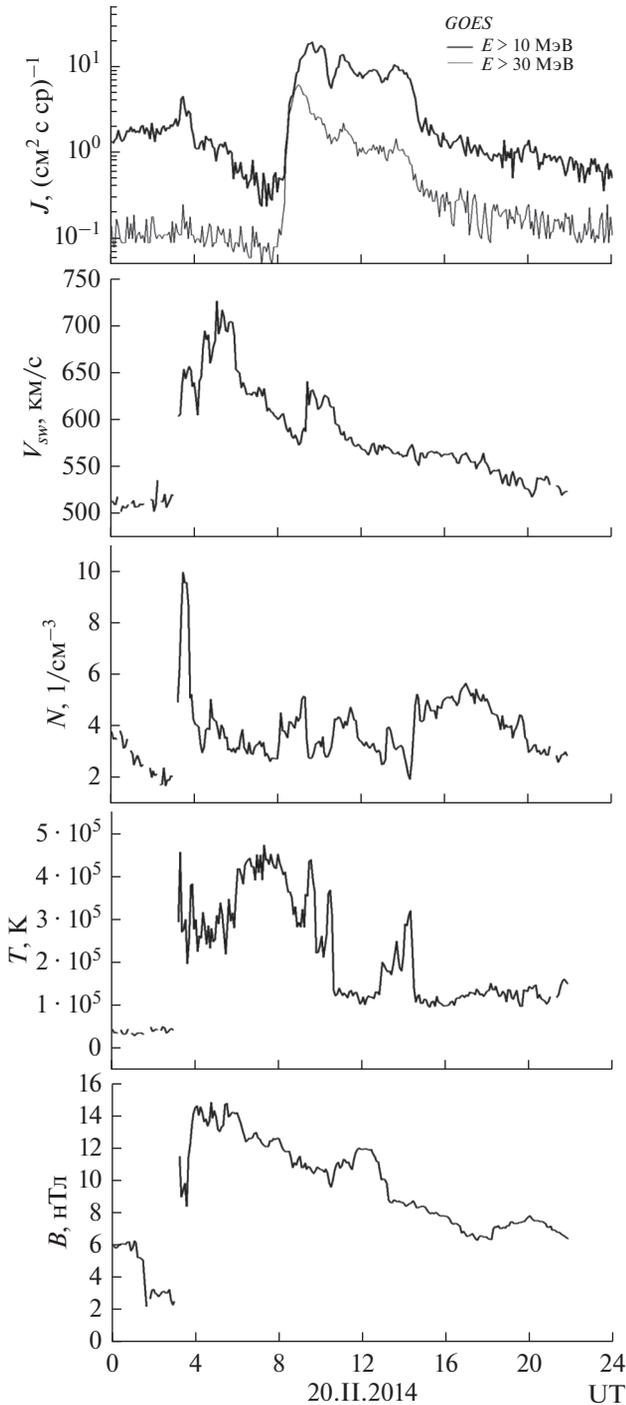


Рис. 4. Временные профили потоков солнечных протонов по данным ИСЗ *GOES*, скорости (V_{sw}), плотности (N), температуры (T) солнечного ветра и величины (B) ММП 20.11.2014.

сти, температуры СВ видны скачки, которые, как мы полагаем, соответствуют заднему фронту КВМ. В это же время происходит резкий спад потока солнечных протонов, после чего идет его медленный монотонный спад. Поток солнечных прото-

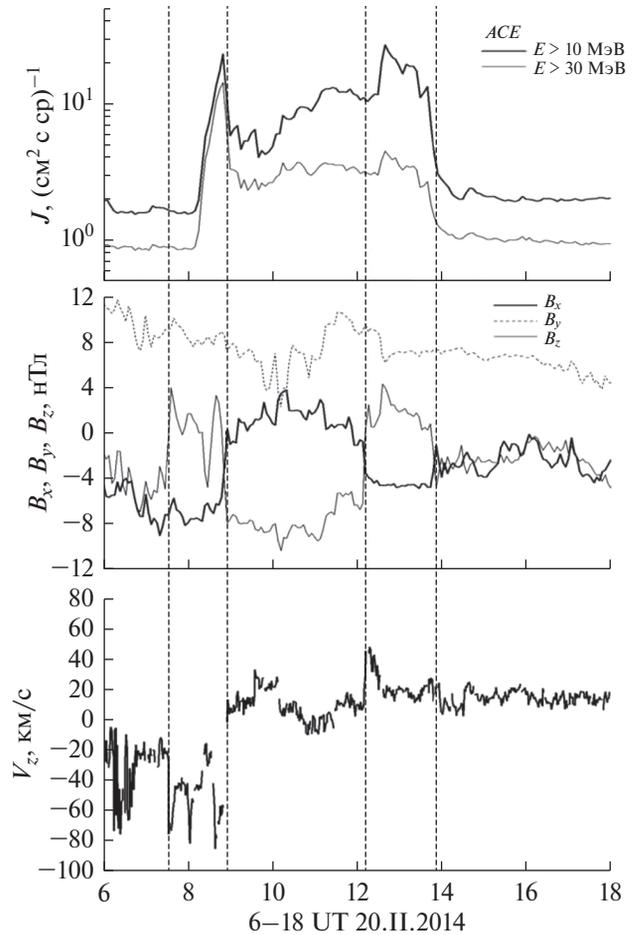


Рис. 5. Временные профили потоков солнечных протонов по данным КА *ACE*, B_x , B_y и B_z компонент ММП и V_z -компоненты скорости солнечного ветра в 06–18 UT 20.11.2014.

нов от вспышки 20.11.2014 распространяется в межпланетном пространстве по вытянутым высокоскоростным потоком СВ силовым линиям ММП. Длина силовой линии ММП, по которой солнечные протоны распространяются в межпланетной среде до Земли, 20.11.2014 существенно короче, чем 7.11.2011 как вследствие более высокой скорости СВ 20.11.2014, так и из-за значительного отклонения гелиошироты вспышки 7.11.2011 ($N31$) от гелиошироты ($\sim S7$) эклиптической точки регистрации – положения Земли. В связи с этим и более крутой фронт нарастания потока протонов 20.11.2014.

Таким образом, 20.11.2014 солнечные протоны достигли Земли внутри сложной межпланетной структуры – внутри КВМ. Можно видеть (рис. 5), что наиболее яркие особенности временного профиля потоков солнечных протонов коррелируют по времени с вариациями скорости СВ и, главным образом, с вариациями B_x и B_z компонент

ММП. В работе [30] показано, что фундаментальной структурой в солнечной атмосфере и в гелиосфере является магнитоплазменная трубка. Можно предположить, что резкие изменения величин B_x и B_z компонент ММП (рис. 5) являются границами магнитоплазменных трубок, ориентированных различным образом (границы трубок показаны тонкими пунктирными вертикальными линиями). Расчет на основе реальной скорости межпланетной структуры (скорости распространения КВМ) 20.И.2014 (рис. 5) показал, что размер трубок составляет $\sim 3 \cdot 10^6$, $\sim 5 \cdot 10^6$ и $\sim 3.3 \cdot 10^6$ км. Ларморовский радиус движения протонов с энергией ~ 10 – 30 МэВ в магнитном поле с напряженностью ~ 5 – 10 нТл составляет $\sim (1$ – $5) \cdot 10^3$ км. Результат расчета размера трубок для 20.И.2014 удивительным образом согласуется с размерами магнитных трубок, полученными по экспериментальным данным с АМС *Marс-4, 5, 7* – $\sim 10^6$ км [29]. Исследование вспышки 19.И.1990 по экспериментальным данным с ИСЗ *ГРАНАТ* позволили обнаружить на 1 а. е. пучки трубок с характерным размером $(0.5$ – $2) \cdot 10^6$ км и с минимальным – $0.03 \cdot 10^6$ км [39]. Результаты статистического анализа относительных амплитуд вариаций различных параметров межпланетной среды по 128-секундным экспериментальным данным с КА *ACE* за 7 лет измерений свидетельствовали о существовании магнитных трубок, стенки которых ассоциировались с большими амплитудами вариаций компонент ММП и вектора скорости СВ [31].

Таким образом, регистрация в околоземном космическом пространстве практически плоского временного профиля СПС 20.И.2014 может быть объяснена прохождением Земли через структуру межпланетной среды, состоящую из магнитоплазменных трубок, локализованных в КВМ и содержащих потоки солнечных протонов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен сравнительный анализ двух солнечных протонных событий 7.И.2011 и 20.И.2014, которые ассоциируются с солнечными вспышками, близкими по мощности и расположенными на близких долготах на западной стороне солнечного диска.

Показано, что основные различия временных профилей потоков солнечных протонов 7.И.2011 и 20.И.2014 связаны с влиянием межпланетной среды на динамику потоков частиц. Результаты сравнительного анализа временных вариаций потоков солнечных протонов с $E > 10$ и $E > 30$ МэВ и B_x и B_z компонент межпланетного магнитного поля 20.И.2014 свидетельствуют об определяю-

щей роли структуры межпланетного магнитного поля на формирование особенностей временных профилей потоков частиц.

Полученные экспериментальные результаты подтверждают ранее высказанные предположения о том, что фундаментальной структурой в гелиосфере является магнитоплазменная трубка [29] и что распространение солнечных космических лучей в межпланетной среде преимущественно происходит в квазистационарных структурах межпланетного магнитного поля [21], а в процессе распространения солнечные протоны могут частично захватываться новыми структурами межпланетного магнитного поля [23].

Авторы выражают глубокую благодарность Ю.И. Логачеву и Н.В. Переслегиной за интерес к работе, а также за полезные замечания и предложения. Экспериментальные данные получены в *Goddard Space Flight Center NASA*: по солнечному ветру и межпланетному магнитному в *OMNIWeb: High Resolution OMNI* [http://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/omni_min.html]; по потокам солнечных протонов в *CDAWeb: the Coordinated Data Analysis Web* [<https://cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov>]. Информация по солнечным вспышкам и корональным выбросам массы получена в *Coordinated Data Analysis Workshops (CDAW)* [<https://cdaw.gsfc.nasa.gov>], *SOHO LASCO CME CATALOG* [https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/], *WSA-ENLIL-DONKI-HELICATS – Solar Wind and CMEs – 2007–2019* [<http://helio-weather.net/archive/2014/02>].

Работа поддержана грантом РФФИ № 19-02-00264.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вернов С.Н., Тверской Б.А., Любимов Г.П. и др. Вариации интенсивности космических лучей и солнечный ветер // Известия АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39. № 2. С. 340–349.
2. Любимов Г.П. Диагностическая методика исследования межпланетного магнитного поля, плазмы солнечного ветра и их источников на Солнце // Известия АН СССР. Сер. физ. 2003. Т. 67. № 3. С. 353–366.
3. Тверская Л.В. Диагностика магнитосферы по релятивистским электронам внешнего пояса и проникновению солнечных протонов (обзор) // Геомагнетизм и аэронавигация. 2011. Т. 51. № 1. С. 8–24.
4. Forbush S.E. Three unusual cosmic-ray increases possibly due to charged particles from the Sun // Phys. Rev. 1946. V. 70. P. 771–772. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.70.771>
5. Lee M.A. Coupled hydromagnetic wave excitation and ion acceleration at an evolving coronal/interplanetary shock // Astrophysical J. Supplement Series. 2005. V. 158. P. 38–67.

6. *Reames D.V.* Magnetic topology of impulsive and gradual solar energetic particle events // *Astrophysical J.* 2002. V. 571. P. L63–L66.
7. *Laurenza M., Consolini G., Storini M. et al.* On the spectral shape of SEP events: an extreme value statistics approach // *Proc. AIP Conf.* 2013. V. 1539. P. 219–222. <https://doi.org/10.1063/1.4811027>
8. *Vazilevskaya G.A.* Once again about origin of the solar cosmic rays // *J. Physics: Conf. Series.* 2017. V. 798. P. 012034. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/798/1/012034>
9. *Мирошниченко Л.И.* Солнечные космические лучи: 75 лет исследований // *Успехи физических наук.* 2018. Т. 188. № 4. С. 345–376.
10. *Паркер Е.Н.* Динамические процессы в межпланетной среде / Под ред. Дормана Л.И. М.: МИР, 1965.
11. *Любимов Г.П.* Вытягивание магнитных петель в атмосфере Солнца // *Астрономический циркуляр АН СССР.* 1986. № 1441. С. 5–6.
12. *Любимов Г.П.* Восходящие потоки в атмосфере Солнца и формирование солнечного ветра // *Космич. исслед.* 2006. Т. 44. № 2. С. 118–135.
13. *Любимов Г.П., Щербовский Б.Я.* Определение характерных структур межпланетного магнитного поля солнечного ветра 8 сентября 1973 г. по данным АМС *Марс-7* // *Космич. исслед.* 2003. Т. 41. № 5. С. 549–552.
14. *Любимов Г.П.* Локальные радиационные пояса Солнца // *Космич. исслед.* 2002. Т. 40. № 6. С. 610–615.
15. *Burkholder B.L., Otto A., Delamere P.A. et al.* Magnetic connectivity in the corona as a source of structure in the solar wind // *J. Geophysical Research: Space Physics.* 2019. V. 124. P. 32–49. <https://doi.org/10.1029/2018JA026132>
16. *Мирошниченко Л.И., Петров В.М.* Динамика радиационных условий в космосе. М.: Энергоатомиздат, 1985.
17. *Bütikofer R., Flückiger E.O., Desorgher L. et al.* The extreme solar cosmic ray particle event on 20 January 2005 and its influence on the radiation dose rate at aircraft altitude // *Sci. Total Environ.* 2008. V. 391. № 2–3. P. 177–183. <https://doi.org/10.1016/j.scitotenv.2007.10.021>
18. *Дорман Л.И., Мирошниченко Л.И.* Солнечные космические лучи. М.: Физматгиз, 1968.
19. *Reames D.V., Ng C.K., Berdichevsky D.* Angular distributions of solar energetic particles // *Astrophysical J.* 2001. V. 550. P. 1064–1074.
20. *Lupton J.E., Stone E.C.* Solar Flare Particle Propagation: Comparison of a new Analytic Solution with Spacecraft Measurements // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. № 7. P. 1007–1018. <https://doi.org/10.1029/JA078i007p01007>
21. *Любимов Г.П.* Отражательная модель движения СКЛ в петлевых ловушках // *Астрономический циркуляр АН СССР.* 1988. № 1531. С. 19–20.
22. *Leske R.A., Christian E.R., Cohen C.M.S. et al.* Observations of the 2019 April 4 Solar Energetic Particle Event at the Parker Solar Probe // *Astrophysical J. Supplement Series.* 2020. V. 246. № 2. <https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab5712>
23. *Любимов Г.П., Григоренко Е.Е.* Об отражательной модели солнечных космических лучей // *Космич. исслед.* 2007. Т. 45. № 1. С. 12–19.
24. *Тулупов В.И., Григоренко Е.Е., Власова Н.А. и др.* Движение и перенос солнечных космических лучей в гелиосферных ловушках на примере события 28–31.I.2001 // *Космич. исслед.* 2012. Т. 50. № 6. С. 427–434.
25. *Дайбог Е.И., Кечкемети К., Лазутин Л.Л. и др.* 27-дневная периодичность потоков юпитерианских электронов на орбите Земли // *Астрономический журнал.* 2017. Т. 94. № 12. С. 1062–1070. <https://doi.org/10.7868/S0004629917120027>
26. *Richardson I.G.* Energetic Particles and Corotating Interaction Regions in the Solar Wind // *Space Science Reviews.* 2004. V. 111. P. 267–376. <https://doi.org/10.1023/B:SPAC.0000032689.52830.3e>
27. *Malandraki O., Khabarova O., Bruno R. et al.* Current sheets, magnetic islands, and associated particle acceleration in the solar wind as observed by Ulysses near the ecliptic plane // *Astrophysical J.* 2019. V. 881. № 2. P. 116. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab289a>
28. *McCracken K.G., Ness N.F.* The collimation of cosmic rays by the interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* 1966. V. 71. № 13. P. 3315. <https://doi.org/10.1029/JZ071i013p03315>
29. *Любимов Г.П., Контор Н.Н., Переслегина Н.В. и др.* Анизотропия солнечных протонов и неоднородности межпланетной среды // *Известия АН СССР. Сер. физ.* 1976. Т. 40. № 3. С. 462–470.
30. *Любимов Г.П., Переслегина Н.В.* Отображение структуры хромосферы и короны Солнца в солнечном ветре и межпланетном магнитном поле // *Астрономический журнал.* 1985. Т. 62. Вып. 4. С. 780–789.
31. *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>
32. *Wood B.E., Hess P., Howard R.A. et al.* Morphological reconstruction of a small transient observed by Parker Solar Probe on 2018 November 5 // *Astrophysical J. Supplement Series.* 2020. V. 246. № 2. <https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab5219>
33. *Maiewski E.V., Kislov R.A., Khabarova O.V. et al.* Magnetohydrodynamic Modeling of the Solar Wind Key Parameters and Current Sheets in the Heliosphere: Radial and Solar Cycle Evolution // *Astrophysical J.* 2020. V. 892. № 1. P. 12. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab712c>
34. *Cane H.V., McGuire R.E., von Rosenvinge T.T.* Two classes of solar energetic particle events associated with impulsive and long-duration soft X-ray flares // *Astro-*

- physical J. 1986. V. 301. P. 448–459.
<https://doi.org/10.1086/163913>
35. *Kallenrode M.-B., Cliver E.W., Wibberenz G.* Composition and azimuthal spread of solar energetic particles from impulsive and gradual flares // *Astrophysical J.* 1992. V. 391. № 1. P. 370–379.
36. *Cliver E.W., Kahler S.W., Neidig D.F. et al.* Extreme “propagation” of solar energetic particles // 24th International Cosmic Ray Conference. 1995. V. 4. P. 257–260.
37. *Lario D., Kwon R.-Y., Vourlidas A. et al.* Longitudinal properties of a widespread solar energetic particle event on 2014 February 25: evolution of the associated CME shock // *Astrophysical J.* 2016. V. 819. P. 72–94.
<https://doi.org/10.3847/0004-637X/819/1/72>
38. *Kecskeméty K., Daibog E.I., Logachev Yu.I. et al.* The decay phase of solar energetic particle events // *J. Geophysical Research. Space Physics.* 2009. V. 114. A06102.
<https://doi.org/10.1029/2008JA013730>
39. *Ермаков С.И., Контор Н.Н., Любимов Г.П. и др.* Вспышка солнечных космических лучей в марте 1990 г. // *Известия АН СССР. Сер. физ.* 1991. Т. 55. № 10. С. 1889–1893.

УДК 524.1629.78

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ И ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ЗА ЗАЩИТОЙ ОТ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТРАНСПОРТНОГО КОДА SHIELD

© 2021 г. Н. М. Соболевский^{1, *}, Л. Н. Латышева¹, Н. В. Кузнецов²,
М. И. Панасюк², М. В. Подзолко²

¹Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*sobolevs@inr.ru

Поступила в редакцию 15.07.2020 г.

После доработки 08.09.2020 г.

Принята к публикации 17.09.2020 г.

Разработана специальная версия транспортного кода SHIELD, предназначенная для задач радиационной защиты в космосе. Выполнен расчет потоков первичных и вторичных частиц и мощности поглощенной дозы в водном фантоме за различной защитой под воздействием галактических космических лучей (ГКЛ) с использованием модели ГКЛ, разработанной НИИЯФ МГУ. Кратко описана архитектура кода SHIELD, включая модели ядерных реакций. Тормозные способности $dE/dX(E)$ вычисляются в интервале энергий 10 кэВ/нуклон–100 ГэВ/нуклон. Расчет выполнен в сферической геометрии, что позволяет в простой постановке задачи, сравнить потоки частиц разных типов в фантоме, а также оценить вклад в дозу разных компонент ГКЛ в зависимости от параметров защиты.

DOI: 10.31857/S0023420621030109

ВВЕДЕНИЕ

В течение ряда лет обсуждается Международный проект по созданию орбитальной космической станции на окололунной орбите. Начиная с 2013 г. проводятся ежегодные рабочие совещания под общим названием “Радиационная обстановка и анализ рисков на поверхности Луны и вблизи нее” (Radiation Environment and Risk Analysis At and Near the Lunar Surface) с участием представителей Роскосмоса, NASA, Европейского космического агентства (ESA), Канадского космического агентства (CSA) и Агентства аэрокосмических исследований Японии (JAXA). Последнее совещание состоялось в Москве в 2019 г.

Реализация проекта встречает определенные трудности. В частности, нормативы по допустимой дозовой нагрузке на космонавтов различны в разных странах. Подходы участников к построению моделей космических лучей также несколько различаются. Существуют и другие причины, по которым данный проект не получил пока официального статуса. Тем не менее, обсуждаемый проект стимулировал прогресс в научных исследованиях.

Очевидно, станция на окололунной орбите не защищена магнитосферой Земли от галактиче-

ских космических лучей (ГКЛ) и подвергается их постоянному воздействию.

Были уточнены модели ГКЛ, а также солнечных космических лучей (СКЛ).

Был выполнен большой объем расчетов воздействия ГКЛ на различные объекты. Необходимо подчеркнуть, что расчеты потоков частиц и дозовых полей для реальной геометрии космической станции весьма сложны. Здесь применяются известные компьютерные программы, разработанные в США, Европе, Японии, например, программа GEANT4, разработанная в CERN, и в том числе отечественная программа SHIELD [1] (<http://inr.ru/shield/>).

В данной работе представлена специальная версия транспортного кода SHIELD, предназначенная для задач радиационной защиты в космосе. С ее помощью выполнен расчет потоков частиц и поглощенной дозы в водном фантоме за защитным экраном из алюминия и пластика разной толщины, при облучении изотропным потоком ГКЛ в сферической геометрии. Это позволяет, в простой постановке задачи, сравнить потоки вторичных частиц разных типов в фантоме, а также оценить вклад в мощность дозы разных компонент ГКЛ в зависимости от толщины и материала защиты.

1. СПЕКТРЫ ГКЛ

В настоящих расчетах использовались спектры ГКЛ в области орбиты Земли вне ее магнитосферы для 24-го солнечного цикла, рассчитанные по разработанной в НИИЯФ в 2017–2019 гг. новой версии модели ГКЛ [2, 3]. В этой модели диапазон масс ядер ГКЛ распространяется от протона до ядер никеля, а энергия – от 10 МэВ/нуклон до 100 ГэВ/нуклон. Бралась спектры в минимуме солнечной активности, когда поток ГКЛ максимален.

Поскольку использовать индивидуальный спектр для каждого ядра затруднительно, ядра-снаряды были объединены в группы, представленные одним усредненным ядром, как показано в табл. 1.

Результаты моделирования (потоки и дозы) для каждого снаряда ГКЛ, указанного в первой строке таблицы, умножаются на весовой фактор из последней строки. И использованные спектры представлены на рис. 1.

2. ТРАНСПОРТНЫЙ КОД SHIELD

Транспортный код SHIELD [1] (<http://inr.ru/shield/>) позволяет моделировать перенос в веществе нуклонов, пионов, каонов, антинуклонов и мюонов, а также ядер с произвольными значениями (Z, A) при энергиях до 1 ТэВ/нуклон. Геометрическая конфигурация мишени может быть произвольной комбинацией тел, ограниченных поверхностями второго порядка. Химический и изотопный состав материалов в каждой геометрической зоне мишени произвольный. Учитываются ионизационные потери энергии заряженных частиц и ионов, флуктуации ионизационных потерь, многократное кулоновское рассеяние и основные моды распада пионов и каонов.

При моделировании адронного каскада в мишени учитываются все поколения вторичных частиц. Формируются источники вторичных частиц – нейтронов низкой энергии ($E_n < 14.5$ МэВ), γ -квантов, электронов/позитронов и нейтрино (как продуктов распадов мезонов). Все эти частицы хранятся в специальных массивах со всеми их индивидуальными параметрами. После завершения адронного каскада перенос нейтронов с энергиями ниже 14.5 МэВ из массива источника моделируется с использованием программы переноса

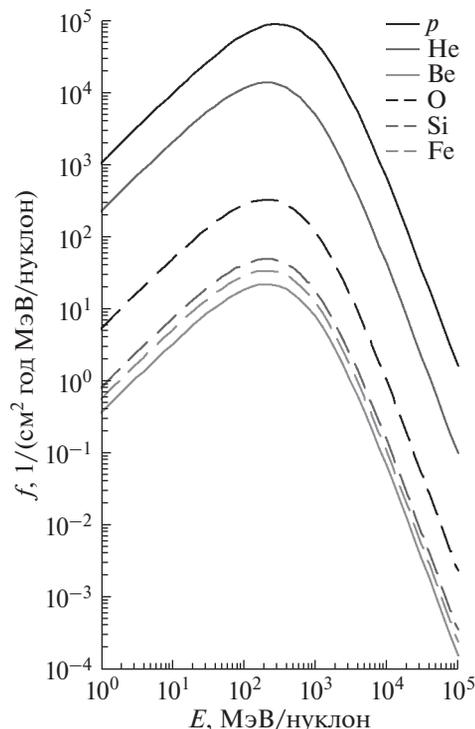


Рис. 1. Дифференциальные потоки протонов и рассмотренных групп ядер ГКЛ в космосе в минимуме 24-го солнечного цикла.

нейтронов LOENT (Low Energy Neutron Transport) [4] на основе 28-групповой системы нейтронных констант ABBN [5]. Код LOENT может использоваться как совместно с кодом SHIELD, с которым он имеет общий геометрический модуль и ряд общих подпрограмм, так и независимо, для моделирования переноса нейтронов низкой энергии.

В коде SHIELD реализовано запоминание дерева адронного каскада полностью, без потери физической информации, с учетом всех возможных корреляций [6]. Хранение дерева осуществляется в специальных массивах, в привязке к геометрической конфигурации мишени. Такая организация вычислений позволяет полностью разделить моделирующую и регистрирующую части кода. При необходимости пользователь может запоминать деревья на внешнем носителе, визуализировать деревья. По завершении моделирования очередного адронного каскада массивы дерева очищаются.

Таблица 1. Представление химического состава ГКЛ

Снаряд ГКЛ	^1_1H	^4_2He	^9_4Be	$^{16}_8\text{O}$	$^{28}_{14}\text{Si}$	$^{56}_{26}\text{Fe}$
Представляет ядра	^1_1H	^4_2He	Li, Be, B	C–Ne	Na–Ar	K–Ni
Весовой фактор	1	1	7.0	2.16	2.84	1.77

Возможности транспортного кода существенно зависят от генератора неупругих ядерных взаимодействий. В транспортном коде SHIELD используется генератор MSDM (Multi-Stage Dynamical Model) [7], который включает в себя последние версии известных российских моделей ядерных реакций. Быстрая, каскадная стадия ядерной реакции при энергиях ниже 1 ГэВ моделируется на основе Дубненской модели внутриядерного каскада (DCM) [8]. Выше 10 ГэВ используется модель кварк-глюонных струн (QGSM) [9], а в промежуточном диапазоне 1–10 ГэВ – некоторое расширение QGSM [10]. Таким образом, обеспечивается самосогласованное описание быстрой стадии ядерных реакций во всем диапазоне энергий первичных адронов и ядер при энергиях до 1 ТэВ/нуклон. По окончании каскадной стадии нуклоны, которые находятся близко друг к другу в импульсном пространстве, могут объединяться, образуя сложную частицу (стадия коалесценции) [8]. Коалесценция приводит к образованию быстрых вторичных легчайших ядер – d , t , ^3He и α -частиц.

Эволюция возбужденного остаточного ядра к равновесному состоянию описывается в терминах предравновесной модели, основанной на решении соответствующего мастер-уравнения методом Монте-Карло [11]. Дальнейшее снятие возбуждения с остаточного ядра включает несколько механизмов. Для легких ядер ($A < 16$) применяется модифицированная модель Ферми-развала [12]. Средние и тяжелые ядра при умеренных возбуждениях ($E^* < 2$ МэВ/нуклон) снимают возбуждение путем “испарения” частиц [12]. Для тяжелых ядер реализуется конкуренция испарения и деления [13]. Высоковозбужденные ядра ($E^* > 2$ МэВ/нуклон) могут распадаться на несколько возбужденных фрагментов в соответствии со Статистической моделью мульти-фрагментации (SMM) [14] с последующим испусканием частиц из возбужденных фрагментов. Таким образом, генератор MSDM [7] обеспечивает описание всех этапов ядерной реакции в эксклюзивном подходе.

3. АДАПТАЦИЯ SHIELD ДЛЯ ЗАДАЧ РАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТЫ В КОСМОСЕ

В предыдущем разделе описана общая версия транспортного кода SHIELD. Однако существуют задачи, которые требуют учета их специфики при применении кода. В частности, по этой причине была разработана “медицинская” версия кода SHIELD-HIT (Heavy Ion Therapy), предназначенная для расчетов в области адронной терапии в онкологии [15, 16] (<http://shieldhit.org/>).

Существенное отличие медицинской версии от общей версии SHIELD состоит в прецизионном расчете тормозных способностей dE/dX при низких энергиях, в области от ≈ 10 кэВ до нескольких МэВ/нуклон. Как известно, биологиче-

ское воздействие облучения в адронной терапии определяется эквивалентной дозой Н (измеряется в зивертах/Sv), которая растет с ростом линейной передачи энергии (ЛПЭ). ЛПЭ максимальна в указанной области низких энергий, поэтому точный расчет dE/dX здесь особенно важен. В коде SHIELD-HIT при расчете тормозных способностей используются рекомендованные ICRU (International Commission on Radiation Units) данные в виде таблиц dE/dX [17, 18]. Использование этих данных общепринято в адронной терапии. С другой стороны, специфика задачи сужает область применения медицинской версии SHIELD-HIT узким интервалом энергий, ниже 2 ГэВ/нуклон, а также легкими ионами-снарядами (от протона до аргона). Отметим, что в коде SHIELD-HIT используется тот же генератор ядерных реакций MSDM, что и в общей версии кода.

Переходя к задаче радиационной защиты в космосе, заметим, что в методах расчета здесь существует определенная аналогия с адронной терапией. Воздействие на космонавтов ядерных фрагментов низких энергий весьма значительно из-за высокой ЛПЭ. Дозы радиации на *Международной космической станции* в ≈ 200 раз больше, чем в обычных земных условиях [19]. Высокая ЛПЭ приводит также к сбоям микросхем электроники.

С другой стороны, в отличие от адронной терапии, оценка радиационного риска для человека в космосе предполагает рассмотрение потоков частиц и ядер в очень широком интервале энергий, от ≈ 10 кэВ/нуклон до 100 ГэВ/нуклон. Нижняя граница определяется высокой линейной передачей энергии (ЛПЭ) при низких энергиях, как и в адронной терапии. Верхняя граница 100 ГэВ/нуклон является общепринятой при представлении спектра ГКЛ в контексте радиационной защиты в космосе, а диапазон ионов-снарядов ГКЛ расширяется до никеля (см. раздел 1).

Исходя из вышеизложенного, естественным путем разработки программы для решения задач радиационной защиты в космосе представляется модификация медицинской версии SHIELD-HIT за счет радикального расширения энергетического диапазона и набора ядер-снарядов ГКЛ, что и было сделано в настоящей работе. При этом сохранен прецизионный расчет тормозных способностей dE/dX при низких энергиях. Созданную таким путем программу назовем SHIELD-HITGCR.

4. РАСЧЕТ ТОРМОЗНЫХ СПОСОБНОСТЕЙ dE/dX

При Монте-Карло моделировании взаимодействия частиц и ядер со сложными макроскопическими мишенями необходимо знать тормозные способности dE/dX всех материалов мишени для

всех заряженных частиц и ядерных фрагментов, фигурирующих в задаче. Эти данные необходимы для расчета зависимостей пробег-энергия $R(E)$, оптическая толщина-энергия $L(E)$ и других целей.

Тормозные способности dE/dX , а также функции $R(E)$ и $L(E)$ вычисляются заранее, до начала Монте-Карло моделирования, и запоминаются в специальных массивах на подробной энергетической сетке. Затем, в процессе моделирования, тормозные способности и функции $R(E)$ и $L(E)$ вычисляются путем быстрой интерполяции в таблицах. Для сложных веществ применяется правило аддитивности Брэгга.

Общеизвестная формула Бете–Блоха для dE/dX [20] используется для решения многих задач. Однако она не применима при энергии ниже ≈ 1 МэВ для протонов и ниже нескольких МэВ/нуклон для легких ионов, т. к. не учитывает изменение зарядового состояния снаряда при низких энергиях. При этом такое актуальное направление как адронная терапия в онкологии требует точных данных dE/dX при низких энергиях, вплоть до ≈ 10 кэВ/нуклон. Другое актуальное направление – оценка воздействия космического излучения на экипажи космических кораблей и электронику. Здесь также требуются данные dE/dX при низких энергиях ≈ 10 кэВ/нуклон, однако верхняя граница интервала энергий поднимается до 100 ГэВ/нуклон, как обсуждалось в разделе 4.

В работе [21] подробно описано, как в коде SHIELD с помощью модификации формулы Бете–Блоха при низких энергиях для учета перезарядки снаряда, а также подключения ICRU-рекомендованных данных [17, 18], удается вычислить тормозные способности dE/dX для любых материалов мишени и любых снарядов в требуемом диапазоне энергий с удовлетворительной точностью. Следуя [21], назовем эти тормозные способности “ dE/dX по умолчанию”. На рис. 2, в качестве иллюстрации, представлены тормозные способности воды “по умолчанию”, вычисленные программой SHIELD-HITGCR в настоящей работе. Аналогично вычисляются тормозные способности остальных материалов в данной задаче – воздуха, алюминия и пластика.

5. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ РАСЧЕТА ПОТОКОВ ЧАСТИЦ И ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ

На рис. 3 изображена сферическая конфигурация, которая облучается изотропным потоком ГКЛ. Сферический экран толщиной 27 или 15 г/см² имеет внешний радиус $R = 200$ см. Материал экрана – алюминий, или углепластик КМУ-1 с плотностью $\rho = 1.49$ г/см³. Сферический водный фантом радиусом $r = 15$ см, окружен воздухом.

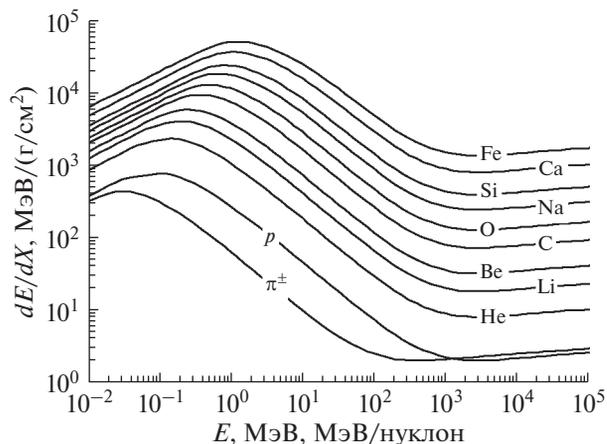


Рис. 2. Тормозная способность воды для некоторых частиц и ядер: π^\pm , протонов, ^4He , ^7Li , ^9Be , ^{12}C , ^{16}O , ^{23}Na , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{56}Fe .

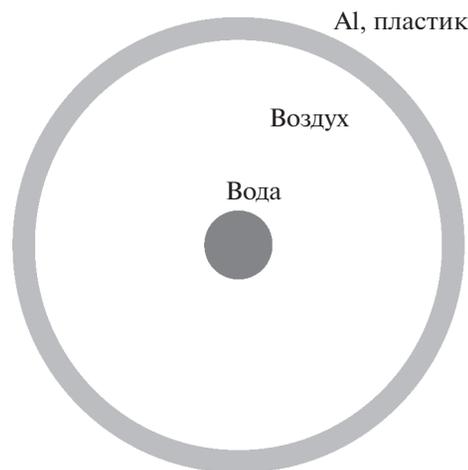


Рис. 3. Сферическая конфигурация мишени, облучаемой изотропным потоком ГКЛ.

Регистрация потоков проводилась методом оценки по длине пробега (Track length estimation) по всему объему фантома. Поэтому приведенные в следующем разделе дифференциальные потоки частиц и ядерных фрагментов в воде усреднены по объему фантома. Регистрировалось также энерговыделение (поглощенная доза) в водном фантоме от всех заряженных адронов и ядерных фрагментов всех поколений.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

На рис. 4–6 представлены дифференциальные потоки частиц и ядерных фрагментов, усредненные по объему водного фантома, за экранами из алюминия толщиной 27 г/см² и углепластика КМУ-1 толщиной 15 и 27 г/см² для всех типов первичных ядер-снарядов ГКЛ, которые учитывались в настоящих расчетах. На каждом графике

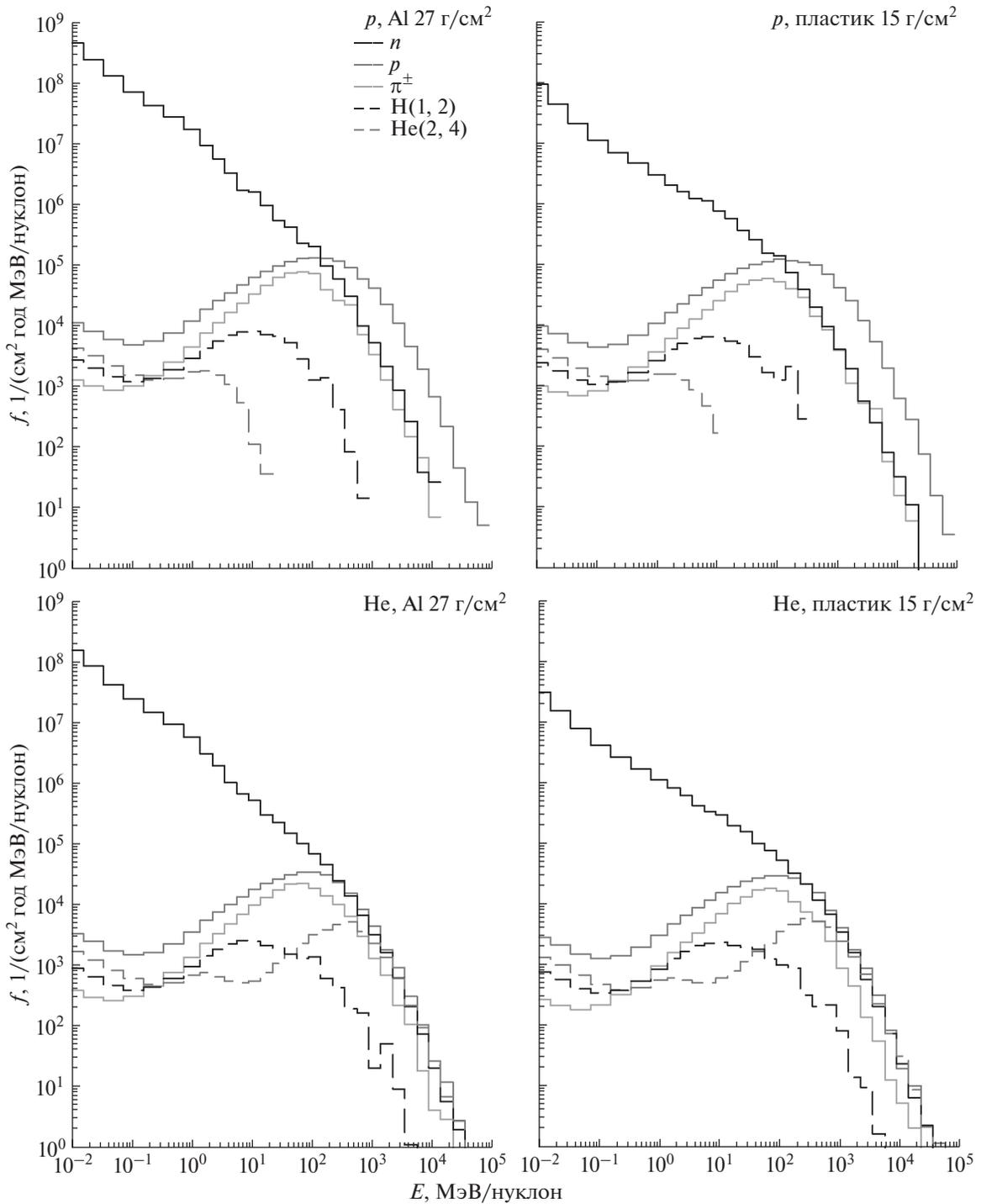


Рис. 4. Спектры частиц за защитой из Al толщиной 27 г/см^2 (слева) и пластика толщиной 15 г/см^2 (справа) при облучении протонами (верхние графики) и ядрами ${}^4_2\text{He}$ (нижние) ГКЛ.

показаны энергетические спектры рассматриваемого прибора ГКЛ, а также всех вторичных частиц, потоки которых значительно превосходят потоки остальных.

Потоки на рис. 4–6 нормированы на время облучения приборами ГКЛ. Процедура пересчета

числа событий Монте-Карло в реальное время облучения описана, например, в [22], в разделе 4.5 главы 4.

Как видно из рис. 4–6, потоки вторичных протонов, легчайших ядер d , α и заряженных пионов π^\pm превышают поток первичного ядра-снаряда

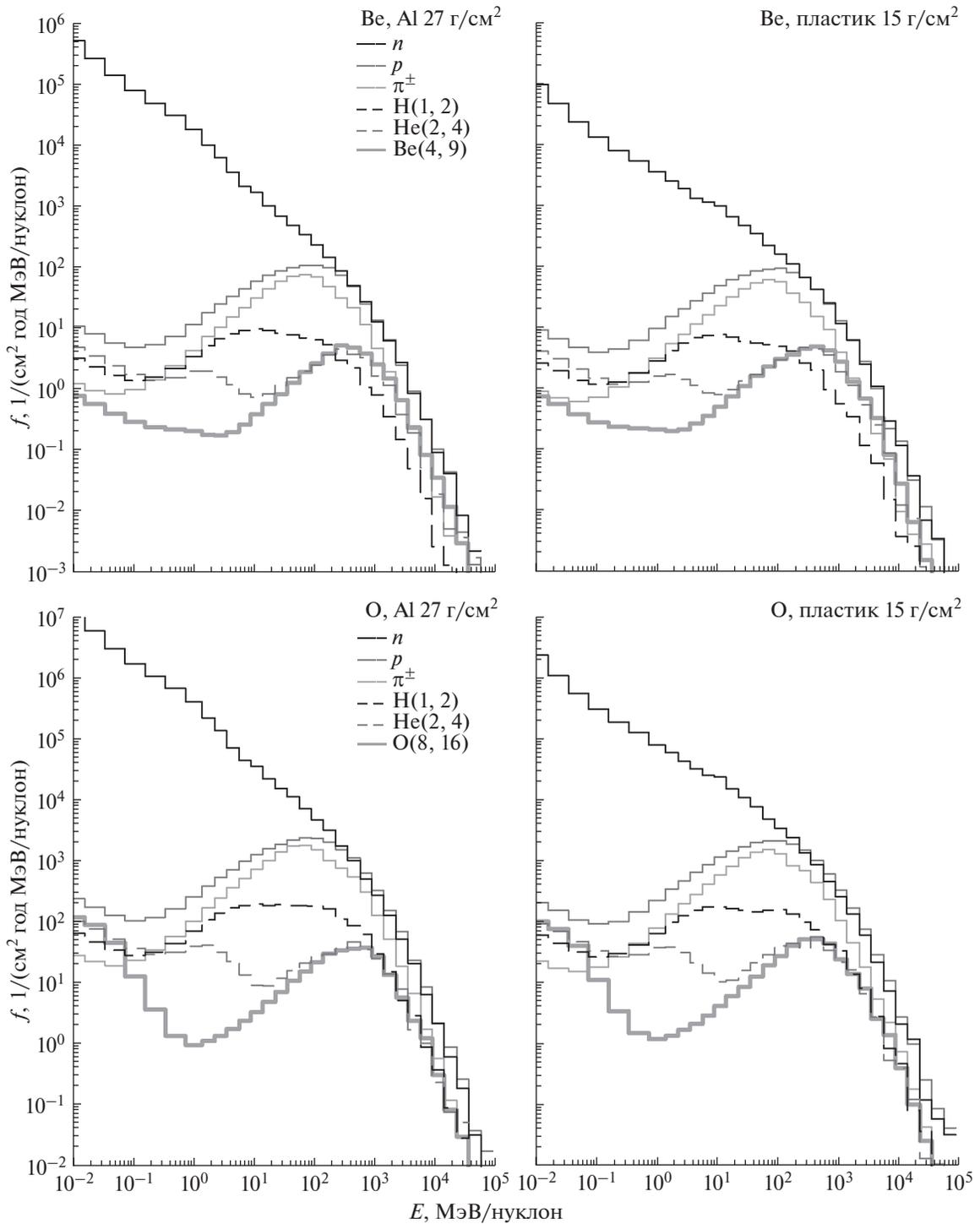


Рис. 5. Спектры частиц за защитой из Al толщиной 27 г/см² (слева) и пластика толщиной 15 г/см² (справа) при облучении ядрами групп ${}^9_2\text{Be}$ (верхние графики) ${}^{16}_8\text{O}$ (нижние) ГКЛ.

ГКЛ, начиная с ${}^9_4\text{Be}$. Даже для более легкого снаряда ${}^4_2\text{He}$ это верно в части потоков вторичных протонов и пионов. С ростом массы снаряда ГКЛ указанная тенденция усиливается. Следует также отметить, что потоки вторичных пионов π^\pm сопо-

ставимы с потоками вторичных протонов, т.е. потоки вторичных пионов достаточно высоки.

На рис. 7 сравнивается мощность поглощенной дозы в водном фантоме при защитном экране из алюминия толщиной 27 г/см² и углепластика

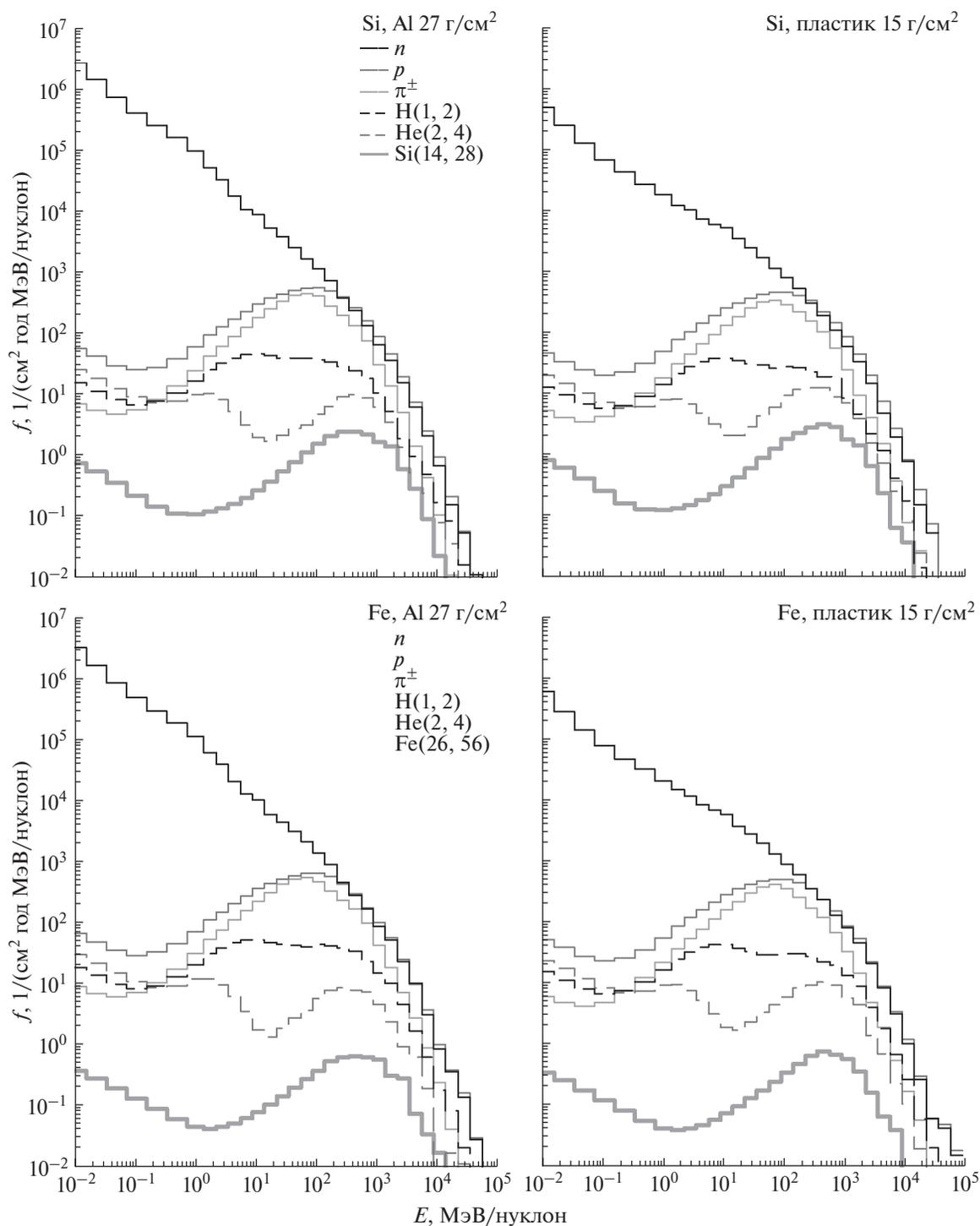


Рис. 6. Спектры частиц за защитой из Al толщиной 27 г/см^2 (слева) и пластика толщиной 15 г/см^2 (справа) при облучении ядрами групп $^{28}_{14}\text{Si}$ (верхние графики) и $^{56}_{26}\text{Fe}$ (нижние) ГКЛ.

толщиной 15 и 27 г/см^2 . Показана суммарная мощность дозы, а также вклад каждого снаряда ГКЛ (с учетом весового фактора в табл. 1).

Можно констатировать, что экран из углепластика толщиной 15 г/см^2 обеспечивает практиче-

ски такую же защиту, как и алюминиевый экран толщиной 27 г/см^2 . При одинаковой геометрической толщине 10 см масса экрана из углепластика в 1.8 раза меньше, чем масса алюминиевого экрана. Использование экрана из углепластика тол-

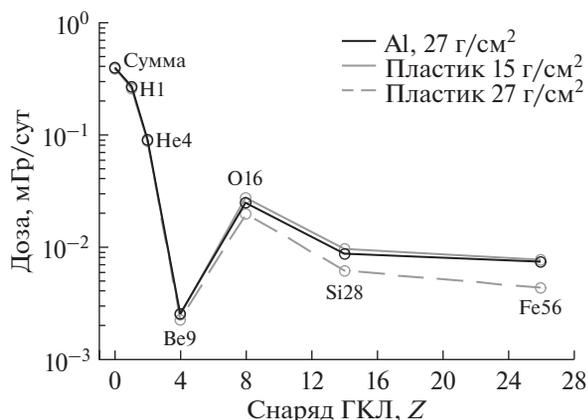


Рис. 7. Мощность поглощенной дозы при разных толщинах и материалах экрана.

щиной 27 г/см² (18 см) очевидно является избыточным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью настоящей работы являлась, в первую очередь, разработка специальной версии транспортного кода SHIELD, предназначенной для задач радиационной защиты в космосе. Эта версия получила название SHIELD-HITGCR. Она создана на основе известного кода SHIELD-HIT (Heavy Ion Therapy), который хорошо зарекомендовал себя в контексте задач адронной терапии в онкологии [15, 16] (<http://shieldhit.org/>), путем радикального расширения энергетического диапазона ядер-снарядов до 100 ГэВ/нуклон, а также расширения их набора, в соответствии с химическим составом ГКЛ, до никеля. При этом сохранен прецизионный расчет тормозных способностей dE/dX при энергиях ниже нескольких МэВ/нуклон, где высока ЛПЭ.

С использованием программы SHIELD-HITGCR выполнен расчет потоков частиц и поглощенной дозы при облучении изотропным потоком ГКЛ в водном фантоме за защитным экраном в сферической геометрии. Сравнились потоки первичных и вторичных частиц разных типов в водном фантоме, а также оценивался вклад в мощность дозы разных компонент ГКЛ в зависимости от толщины и материала защитного экрана.

В дозу радиации при облучении ГКЛ за рассматриваемыми толщинами защиты, характерными для пилотируемых космических станций, значительный вклад вносят потоки вторичных частиц из материала защиты: нейтронов, протонов, пионов, и легчайших ядер d, α .

Экран из углепластика толщиной 15 г/см² обеспечивает практически такую же защиту, как и алюминиевый экран толщиной 27 г/см², при

меньшей в 1.8 раз массе первого. Объяснение эффективности углепластика для защиты от ГКЛ представляется следующим. Углепластик КМУ-1 это углеродное волокно, залитое эпоксидной смолой, т. е. смесь легких элементов С, Н, N, O. При взаимодействии снаряда ГКЛ с таким экраном образуются более легкие вторичные ядерные фрагменты, чем если бы экран был из алюминия. В случае попадания в водный фантом более легкие фрагменты вносят меньшую поглощенную дозу.

Рассчитанные модельные значения энергетических спектров и доз радиации за защитой при облучении ГКЛ могут использоваться при проектировании пилотируемых космических миссий и в наземных радиобиологических имитационных экспериментах на ускорителях.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 17-29-01022.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Demytyev A.V., Sobolevsky N.M.* SHIELD – Universal Monte Carlo hadron transport code: scope and applications // *Radiat. Meas.* 1999. V. 30. P. 553–557. [https://doi.org/10.1016/S1350-4487\(99\)00231-0](https://doi.org/10.1016/S1350-4487(99)00231-0)
2. *Kuznetsov N.V., Popova E.P., Panasyuk M.I.* Empirical model of long-time variations of galactic cosmic ray particle fluxes // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2017. V. 122. № 2. P. 1463–1472. <https://doi.org/10.1002/2016JA022920>
3. *Kuznetsov N.V., Popova E.P., Panasyuk M.I., Podzolkov M.V.* Empirical model of galactic cosmic ray particle fluxes based on the experimental data in solar cycles 21–24 // *Proceedings of Science.* 2017. V. 301. P. (ICRC2017)001. <https://doi.org/10.22323/1.301.0001>
4. *Латышева Л.Н., Соболевский Н.М.* LOENT – программа моделирования переноса нейтронов в сложных геометриях методом Монте-Карло. Препринт ИЯИ РАН 1200/2008. М.: ИЯИ РАН, 2008.
5. *Абаган Л.П., Базаянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М.* Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
6. *Соболевский Н.М.* Алгоритм запоминания дерева адронного каскада в транспортном коде SHIELD. Препринт ИЯИ РАН 1398/2015. М.: ИЯИ РАН, 2015.
7. *Botvina A.S., Demytyev A.V., Smirnova O.N. et al.* MSDM – multi stage dynamical model // *Ed. International Codes and Model Intercomparison for Intermediate Energy Activation Yields.* 1997. V. 97 (1). № 14. P. 307–312.
8. *Toneev V.D., Gudima K.K.* Particle emission in light and heavy ion reactions // *Ed. Nucl. Phys.* 1983. A400. P. 173–190.
9. *Амелин Н.С., Гудима К.К., Тонеев В.Д.* Ультрарелятивистские ядро-ядерные столкновения в динамической модели независимых кварк-глюонных струн // *Ядерная Физика.* 1983. Т. 51. С. 1730–1743.
10. *Амелин Н.С., Гудима К.К., Сиволоков С.Ю., Тонеев В.Д.* Дальнейшее развитие модели кварк-глюонных струн для описания высокоэнергетических

- столкновений с ядерной мишенью // Ядерная Физика. 1990. Т. 52. С. 272–282.
11. *Gudima K.K., Mashnik S.G., Toneev V.D.* Cascade-exciton model of nuclear reactions // Nucl. Phys. 1983. V. 401. № 2. P. 329–361.
[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(83\)90532-8](https://doi.org/10.1016/0375-9474(83)90532-8)
 12. *Botvina A.S., Iljinov A.S., Mishustin I.N. et al.* Statistical simulation of the break-up of highly excited nuclei // Nucl. Phys. 1987. V. 475. № 4. P. 663–686.
[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(87\)90232-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(87)90232-6)
 13. *Eren N., Buyukcizmeci N., Ogul R., Botvina A.S.* Mass distribution in the disintegration of heavy nuclei // Eur. Phys. J. A. 2013. V. 49. P. 48.
<https://doi.org/10.1140/epja/i2013-13048-1>
 14. *Bondorf J.P., Botvina A.S., Iljinov A.S. et al.* Statistical multifragmentation of nuclei // Physics Reports. 1995. V. 257. № 3. P. 133–221.
[https://doi.org/10.1016/0370-1573\(94\)00097-M](https://doi.org/10.1016/0370-1573(94)00097-M)
 15. *Gudowska I., Sobolevsky N., Andreo P. et al.* Monte Carlo Code SHIELD-HIT // Phys. Med. Biol. 2004. V. 49. № 10. P. 1933–1958.
<https://doi.org/10.1088/0031-9155/49/10/008>
 16. *Hansen D., Luehr A., Sobolevsky N., Bassler N.* Optimizing SHIELD-HIT for carbon ion treatment // Phys. Med. Biol. 2012. V. 57. № 8. P. 2393–2409.
<https://doi.org/10.1088/0031-9155/57/8/2393>
 17. *Berger M.J., Inokuti M., Andersen H.H. et al.* Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles. ICRU Report 49. International Commission of Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD, USA. 1993.
 18. *Sigmund P., Bimbot R., Geissel H. et al.* Stopping of Ions Heavier than Helium. ICRU Report 73 // J. International Commission on Radiation Units and Measurements. 2005. V. 5. № 1.
<https://doi.org/10.1093/jicru/ndi015>
 19. *Самойлов А.С., Ушаков И.Б., Шушаков В.А.* Радиационное воздействие в орбитальных и межпланетных космических полетах: мониторинг и защита // Экология человека. 2019. № 1. С. 4–9.
 20. *Tanabashi M. et al.* Review of particle physics // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 030001.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001>
 21. *Соболевский Н.М., Латышева Л.Н.* Модели и алгоритмы расчета тормозных способностей $dE/dX(E)$ в транспортном коде SHIELD. Препринт ИЯИ РАН. М.: ИЯИ РАН, 1443/2019.
 22. *Соболевский Н.М.* Метод Монте-Карло в задачах о взаимодействии частиц с веществом. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2017.

УДК 523.9

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДВМ МОДЕЛИ ДЛЯ ПРОГНОЗА ПРИХОДА КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ К ЗЕМЛЕ

© 2021 г. К. Б. Капорцева^{1, 2, *}, Ю. С. Шугай²

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

**kb.kaportceva@physics.msu.ru*

Поступила в редакцию 16.06.2019 г.

После доработки 09.11.2020 г.

Принята к публикации 10.12.2020 г.

В работе анализируются результаты моделирования распространения корональных выбросов массы (КВМ) за период 2010–2011 гг., полученные с использованием входных данных из разных источников: каталогов КВМ SEEDS и SACTus, и прогнозов скорости квазистационарных потоков солнечного ветра, в качестве среды, по которой распространяются КВМ. В качестве модели квазистационарных потоков солнечного ветра используется модель прогноза скорости солнечного ветра Центра прогноза космической погоды НИИЯФ МГУ, работающая в режиме реального времени. Прогноз КВМ осуществляется с помощью Simple Drag-Based Model. Было проведено сравнение, полученных в ходе моделирования времени прихода МКВМ и их скоростей с данными из открытых каталогов МКВМ: каталога МКВМ Ричардсона и Кейн и GMU CME List. На основе сравнения сделан вывод, что более точный прогноз на фазе роста 24-го цикла солнечной активности получен на данных о параметрах КВМ из базы SACTus. Полученные ошибки прогнозирования параметров МКВМ сравнимы с ошибками других существующих моделей.

DOI: 10.31857/S0023420621040026

ВВЕДЕНИЕ

Корональные выбросы масс (КВМ) — это выбросы солнечной плазмы, которые характеризуются большими скоростями и плотностями и являются основными источниками сильных геомагнитных возмущений [1–3].

Для обеспечения радиационной безопасности полетов и прогнозирования магнитных бурь необходимо уметь точно прогнозировать время прихода коронального выброса массы на Землю. Эта задача нетривиальна из-за сложностей с определением начальных условий и зависимости эволюции КВМ в гелиосфере от большого количества факторов. Прогнозируемые параметры — скорость и время прихода межпланетных КВМ — зависят от выбора модели и начальных условий: времени выброса КВМ, его скорости и направления распространения в этот момент времени, а также общего состояния гелиосферы (параметров окружающего солнечного ветра, наличия высокоскоростных потоков и других КВМ, которые могут повлиять на динамику распространения выброса в гелиосфере) [4].

Для описания КВМ в гелиосфере используется термин межпланетные КВМ (МКВМ). Прогнози-

рованием времени прихода и параметров МКВМ занимаются уже несколько десятилетий. В работе [5] авторы производят сопоставление КВМ, наблюдаемых с помощью коронографа с МКВМ, зарегистрированными у Земли, и отмечают несоответствие начальной скорости выброса и скорости его прихода к Земле. Они предлагают эмпирическую модель, учитывающую воздействие скорости окружающего ветра на скорость выброса. Влияние параметров среды, по которой распространяется КВМ на режим его распространения (замедление/ускорение) отмечается также в работах [6, 7]: скорость выбросов на 1 а. е. близка к скорости солнечного ветра, в то время как разброс изначальных скоростей по данным коронографов достигает больших значений. При этом в последнее время востребованными оказываются также и модели прогнозирования, которые могут работать в режиме реального времени и используют оперативные данные наблюдений Солнца с космических и наземных обсерваторий.

Например, в работе [8] были использованы модель WSA-ENLIL+Cone для моделирования распространения КВМ в гелиосфере. Магнитогидродинамическая 3D WSA-ENLIL модель представляет собой описание плазменных параметров

окружающего солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) в зависимости от времени [9]. Для моделирования распространения КВМ в гелиосфере используется модель конуса (Cone), предложенная в [10]. Авторы предлагают аппроксимировать форму КВМ сферическим сектором и считать расширение КВМ изотропным и самоподобным, а распространение КВМ радиальным.

В модели EIEvoHI, предложенной в работе [11], форма КВМ считается эллиптической, а распространение КВМ рассчитывается с помощью DBM модели. В качестве входных данных в EIEvoHI используется изображения с коронографа Heliospheric Imager миссии *STEREO*, полученные в период с 2008 по 2012 гг.

Европейская система EUNFORIA [12] также позволяет прогнозировать время и скорость прихода КВМ на Землю. Большой инструментарий системы дает возможность моделировать взаимодействие разных потоков солнечного ветра и комбинировать различные модели. В этой системе гелиосфера разбивается на две области: корональную (от Солнца до 0.1 а. е.) и внутреннюю гелиосферу (от 0.1 до 2 а. е.). В каждой области применяются свои данные и методы, например, входными параметрами для корональной модели является топология коронального магнитного поля, а ее решения служат входными значениями для модели внутренней гелиосферы. Магнитное поле также рассчитывается последовательно: сначала для корональной области и затем для области внутренней гелиосферы. Входными данными для моделирования магнитного поля являются солнечные магнитограммы. Для моделирования распространения КВМ используются предложенные в [13] алгоритмы, которые основаны на численном решении гидродинамических уравнений.

В настоящее время существует несколько систем прогнозирования КВМ, работающих в режиме онлайн: например, Solar Wind Prediction Center (<https://www.swpc.noaa.gov/products/wsa-enlil-solar-wind-prediction>), Integrate Space Weather Analysis system (<https://ccmc.gsfc.nasa.gov/iswa/>). Обе эти системы прогнозируют КВМ, комбинируя модель гелиосферы WSA-ENLIL и модель конуса (Cone) для распространения КВМ.

Синтез нескольких моделей позволяет учитывать множество факторов, включая взаимодействие потоков в гелиосфере, моделировать не только КВМ конической формы, но и сферической и эллиптической. Однако использование такой системы для прогноза в режиме реального времени требует больших вычислительных ресурсов.

В настоящей работе приведены результаты анализа прогноза МКВМ с использованием различных баз данных параметров КВМ, которые обновляются в режиме реального времени. Исследование проводилось для дальнейшего использова-

ния баз данных для создания системы онлайн-прогнозирования времени и скорости прихода КВМ к Земле для Центра прогноза космической погоды НИИЯФ МГУ (http://swx.sinp.msu.ru/models/solar_wind.php?gcm=1). Для решения этой задачи совместно используются две модели: DBM модель [14] для моделирования распространения КВМ в гелиосфере и модель квазистационарных потоков солнечного ветра [15] для моделирования скорости окружающего солнечного ветра. Выбор DBM модели обусловлен тем, что согласно [16], DBM модель показывает результаты прогноза сравнимые по качеству с WSA-ENLIL+Cone, а вычислительно она является более простой по сравнению с WSA-ENLIL.

В этой работе представлены предварительные результаты тестирования DBM модели на исторической базе данных межпланетных корональных выбросов масс, зафиксированных на околоземной орбите за период 2010–2011 гг., с целью изучения зависимости качества прогноза от выбора начальных параметров КВМ, предоставляемых каталогами КВМ SEEDS и CACTus.

1. ДАННЫЕ И МОДЕЛИ

КВМ в солнечной короне наблюдаются при помощи коронографов. На изображениях, получаемых с коронографов LASCO C1, C2 и C3 на борту КА *SOHO*, находящегося в точке Лагранжа L1 (на линии Солнце–Земля, примерно в 1.5 млн км от Земли), хорошо видны “боковые” КВМ (направленные на запад и на восток от Солнца), а также КВМ типа гало. Миссия *STEREO* была запущена с целью стереоскопических наблюдения КВМ. Аппараты *Stereo A* и *Stereo B* (на каждом – пара коронографов Cor 1 и Cor 2) движутся по орбитам близким к Земной. При этом периоды обращения *Stereo A* и *Stereo B* соответственно равны 346 и 388 дней. Такое движение спутников обеспечивает возможность стереоскопического наблюдения за Солнцем: в рассматриваемый нами период времени коронографы на *Stereo A* были обращены на западный лимб Солнца, а коронографы на *Stereo B* – на восточный. Таким образом, в 2010–2012 гг. с помощью коронографов на КА *STEREO* можно было наблюдать КВМ, направленные к Земле. К сожалению, так как КА *STEREO* со временем меняют свое положение, то в другой период времени КВМ, направленные на Землю, определить с их помощью сложно, а в 2016 г. был потерян контакт со спутником *Stereo B*.

При проведении исследования мы использовали данные с коронографа LASCO космического аппарата *SOHO*, из баз CACTus (<http://sidc.oma.be/cactus/catalog.php>) и SEEDS (<http://spaceweather.gmu.edu/seeds/lasco.php>).

База данных CACTus (Computer Aided CME Tracking) пополняется с помощью автоматической программы, детектирующей КВМ по снимкам коронографов LASCO C2/C3 и определяющей дату и время детектирования, длительность события в часах, направление распространения и угол раствора конуса в картинной плоскости, скорость фронта, усредненную по всем направлениям, ее разброс, максимальное и минимальное значения, а также каждому событию присваивается индекс Гало: II, III или IV степень в зависимости от угла раствора конуса [17]. База обновляется в реальном времени каждые 6 часов.

База данных SEEDS включает в себя два каталога: список КВМ, зарегистрированных в коронографе LASCO C2 и два каталога КВМ, зарегистрированных в коронографах SECCHI COR2, расположенных на аппаратах *STEREO A* и *B*. Нас будет интересовать первый каталог. База данных SEEDS также пополняется за счет программы автоматической обработки снимков коронографов, которая определяет параметры КВМ. В числе определяемых параметров: время детектирования, направление распространения и угол раствора конуса КВМ в картинной плоскости, скорость КВМ, полученная с помощью линейной аппроксимации движения фронта КВМ, и ускорение, полученное с помощью аппроксимации движения фронта квадратичной функцией, при достаточном количестве кадров наблюдения события в коронографе (три и больше) [18].

При определении начальной скорости выброса и его ускорения с помощью обработки снимков коронографов неизбежны ошибки из-за того, что мы видим выброс в картинной плоскости, то есть можем рассчитать только проекцию скорости выброса, причем угол между направлением КВМ и картинной плоскостью тоже неизвестен. Эту проблему может решить наблюдение КВМ из нескольких точек (миссия *STEREO*), но в настоящий момент, в виду неисправности *Stereo B*, таких измерений не существует, поэтому для онлайн прогноза мы используем только данные с *KA SOHO/LASCO*. Существуют также 3D модели распространения КВМ, но для их точности важно знать местоположение источника в короне, что возможно не всегда. Например, модель *SUSANOO* [19] основана на расчете структуры межпланетного магнитного поля (ММП), а распространение КВМ в ней представляется как распространение магнитной петли в гелиосфере. Для этой модели требуются магнитограммы Солнца и точное положение источника. Мы же на данном этапе ограничиваемся данными, полученными в картинной плоскости и простой моделью, не учитывающей геометрию КВМ.

Для тестирования модели был выбран промежуток времени с V.2010 по XII.2011 гг., так как с

V.2010 года начали поступать данные с обсерватории SDO, которые мы используем для прогноза скорости квазистационарных потоков солнечного ветра.

В настоящей работе мы используем каталоги МКВМ Richardson&Cane [20] и GMU CME List [21]. В этих каталогах МКВМ определяются по основным плазменным характеристикам солнечного ветра – плотность, скорость, температура протонов, ионные соотношения, измеренным в точке L1. Подробнее о составлении такого рода каталогов написано в работе Ричардсона с соавторами [22]. В указанных каталогах МКВМ можно найти информацию о начале события (в каталоге Richardson&Cane время прихода ударной волны и время прихода тела МКВМ фиксируется отдельно, и мы брали второе), его длительности, средней и максимальной скоростях. Эти данные мы использовали при тестировании модели.

В качестве тестового набора событий, были использованы те МКВМ из указанных каталогов, которые уже были сопоставлены с соответствующими им КВМ, а МКВМ с неопределенным источником отбрасывались. Таким образом за период с V.2010 по XII.2011 было выбрано 22 события из каталога Richardson&Cane и 15 событий из каталога GMU CME List. С учетом совпадающих событий, и без учета события в IX.2010, когда в данных LASCO был пропуск в измерениях, всего нами было проанализировано распространение 26 КВМ. Их параметры приведены в табл. 1. Среди них есть как события распространения одного КВМ, так и множественных КВМ, например, события № 1 и 2 имеют различные корональные источники, но выбросы от разных источников пришли на околоземную орбиту в одно и тоже время и зарегистрированы в каталогах как один МКВМ. Для каждого МКВМ в каталогах указывалось время наблюдения КВМ в коронографах или LASCO или *STEREO* и для каждого случая мы искали соответствующий димминг в базе Solar Demon.

База Solar Demon предоставляет данные о вспышках и диммингах (резких уменьшениях плотности вещества на Солнце в следствие выброса вещества в процессе формирования КВМ, проявляющиеся как уменьшения яркости на длине волны 21.1 нм по данным SDO/AIA) в режиме реального времени. С помощью базы диммингов можно отсеять КВМ, направленные от Земли, в тех случаях, когда мы наблюдаем соответствующий димминг не на фоне солнечного диска, а за лимбом. Наличие димминга также может дать информацию о координатах коронального источника выброса. Мы планируем активно использовать данные этой базы в дальнейшем для построения будущей системы прогноза КВМ в режиме реального времени.

Таблица 1. Список исследуемых событий с V.2010 по XII.2011. События, взятые из GMU CME List, помечены *

№	Параметры МКВМ			Параметры КВМ по SACTus		Параметры КВМ по SEEDS			Solar Demon
	$T_{\text{начала}}$	$T_{\text{конца}}$	$\langle V \rangle$	$T_{\text{начала}}$	$V_{\text{КВМ}}$	$T_{\text{начала}}$	$V_{\text{КВМ}}$	$a_{\text{КВМ}}$	$T_{\text{начала}}$
	дд.мм.гггг чч.мм	дд.мм.гггг чч.мм	км/с	дд.мм.гггг чч.мм	км/с	дд.мм.гггг чч.мм	км/с	м/с ²	дд.мм.гггг чч.мм
1	28.V.2010 19.00	29.V.2010 17.00	360	23.V.2010 17.06	240	23.V.2010 18.30	229	33.5	23.V.2010 16.42
2	28.V.2010 19.00	29.V.2010 17.00	360	24.V.2010 13.54	381	24.V.2010 14.30	309	2.7	24.V.2010 13.24
3	21.VI.2010 06.00	22.VI.2010 14.00	360	16.VI.2010 04.06	339	16.VI.2010 04.06	287	5.2	16.VI.2010 03.00
4	31.X.2010 05.00	1.XI.2010 21.00	350	26.X.2010 11.36	349	26.X.2010 00.36	38	7.0	—
5	28.XII.2010 03.00	28.XII.2010 15.00	350	—	—	23.XII.2010 05.12	152	6.6	—
6	18.II.2011 19.00	20.II.2011 08.00	470	15.II.2011 02.24	469	15.II.2011 02.36	505	70.8	15.II.2011 01.42
7	6.III.2011 09.00	8.III.2011 06.00	430	3.III.2011 06.12	228	3.III.2011 06.36	188	-0.5	—
8	29.III.2011 23.00	31.III.2011 04.00	360	25.III.2011 07.48	325	25.III.2011 05.36	123	4.3	—
9	28.V.2011 05.00	28.V.2011 21.00	510	25.V.2011 05.48	134	25.V.2011 05.48	290	-14.9	25.V.2011 04.10
10	5.VI.2011 02.00	5.VI.2011 19.00	510	2.VI.2011 08.12	422	2.VI.2011 09.00	91	127.3	2.VI.2011 07.46
11	17.VI.2011 05.00	17.VI.2011 13.00	500	14.VI.2011 07.12	456	14.VI.2011 06.00	180	19.2	—
12*	3.VII.2011 03.00	4.VII.2011 15.00	396	29.VI.2011 00.48	459	29.VI.2011 01.25	509	-48.1	29.VI.2011 00.22
13	5.VIII.2011 05.00	5.VIII.2011 14.00	430	2.VIII.2011 06.36	508	2.VIII.2011 06.48	613	33.7	2.VIII.2011 05.36
14	6.VIII.2011 22.00	7.VIII.2011 22.00	540	4.VIII.2011 04.12	868	4.VIII.2011 03.48	384	22.2	4.VIII.2011 03.52
15	10.IX.2011 03.00	10.IX.2011 15.00	470	7.IX.2011 06.12	419	7.IX.2011 01.36	226	28.9	6.IX.2011 22.20
16	17.IX.2011 14.00	18.IX.2011 06.00	430	14.IX.2011 00.36	663	14.IX.2011 00.00	295	-2.3	—
17	22.IX.2011 15.00	23.IX.2011 03.00	390	19.IX.2011 09.12	358	19.IX.2011 09.12	366	6.0	18.IX.2011 23.50
18	26.IX.2011 20.00	28.IX.2011 15.00	580	24.IX.2011 13.25	941	24.IX.2011 12.36	920	312.0	24.IX.2011 12.20
19	6.X.2011 10.00	6.X.2011 22.00	450	2.X.2011 01.25	578	2.X.2011 05.00	193	25.6	2.X.2011 00.10
20*	8.X.2011 14.00	9.X.2011 10.00	328	3.X.2011 01.36	428	3.X.2011 00.48	251	16.2	2.X.2011 21.44
21	22.X.2011 21.00	23.X.2011 16.00	290	16.X.2011 14.24	216	16.X.2011 12.24	121	6.2	16.X.2011 11.12
22	24.X.2011 22.00	25.X.2011 16.00	460	22.X.2011 11.00	694	22.X.2011 10.36	619	40.8	22.X.2011 10.02
23	2.XI.2011 01.00	3.XI.2011 04.00	380	27.X.2011 11.48	522	27.X.2011 10.12	181	-5.9	—
24	13.XI.2011 10.00	15.XI.2011 02.00	370	9.XI.2011 13.48	721	9.XI.2011 13.36	649	53.0	9.XI.2011 12.56
25	29.XI.2011 00.00	29.XI.2011 08.00	450	26.XI.2011 07.12	672	26.XI.2011 07.00	623	16.6	26.XI.2011 06.32
26	29.XII.2011 22.00	30.XII.2011 09.00	400	26.XII.2011 11.48	578	26.XII.2011 12.00	213	31.4	26.XII.2011 11.10

Ориентируясь на время наблюдения димминга, где это было возможно, или на время наблюдения КВМ в коронографе, мы нашли соответствующие КВМ по каталогам SACTus и SEEDS, так как в каталогах МКВМ указано время начала КВМ, которое не всегда совпадает с временем из используемых нами каталогов КВМ.

1.1. Описание DBM Модели

Как было указано выше, для прогноза МКВМ мы выбрали Drag-Based Model [14], как достаточно простую вычислительно модель, но по результатам работы сравнимую с более сложными МГД моделями. В приближении DBM модели предполагается что, начиная с некоторого удаления от Солнца динамика распространения КВМ определяется только взаимодействием КВМ с окружаю-

щим солнечным ветром (F_d), то есть силой Лоренца (F_L) и гравитационным притяжением (F_g) можно пренебречь. Таким образом, начиная с некоторого расстояния от солнца (более 15 солнечных радиусов по [23]), можно учитывать только силу вязкого трения F_d : $F = F_L - F_g + F_d \approx F_d$, при $r > 15R_{\text{Sun}}$.

Возникающее ускорение a_d может ускорять или замедлять выброс, в зависимости от соотношения скоростей выброса v и окружающего солнечного ветра w : $a_d = -\gamma(v - w)|v - w|$.

Параметр торможения (drag parameter) γ может считаться постоянным или зависеть от параметров КВМ и вычисляться по формуле:

$$\gamma = \frac{c_d A \rho_{sw}}{M}, \text{ где } c_d \text{ — безразмерный коэффициент}$$

Таблица 2. Описание входных параметров для простой DBM модели

Параметр	Описание
R_0	Расстояние, на котором начинают действовать приближения DBM модели
T_0	Момент времени, в который фронт КВМ находился на расстоянии R_0
v_0	Скорость фронта КВМ в момент времени T_0
γ	Параметр торможения (drag parameter)
w	Скорость окружающего солнечного ветра

торможения, A и M – соответственно поперечное сечение и масса КВМ, а ρ_{sw} – функция плотности окружающего солнечного ветра.

Если окружающий солнечный ветер считается однородным и изотропным, то γ не зависит от расстояния, и эта задача решается аналитически и дает следующие функции скорости КВМ и пройденного расстояния от времени:

$$r(t) = \pm \frac{1}{\gamma} \ln(1 \pm \gamma(v_0 - w)t) + wt + r_0,$$

$$v(t) = w + \frac{v_0 - w}{1 \pm \gamma(v_0 - w)t},$$

где \pm зависит от режима ускорения: “+” для замедления ($v_0 > w$), и “–” для ускорения ($v_0 < w$), а v_0 – скорость выброса на расстоянии от Солнца r_0 .

1.2. Выбор входных данных модели

Основные входные параметры модели представлены в табл. 2. Расстояние R_0 выбирается из соображений постоянства параметров γ и w в ходе распространения КВМ, что упрощает решение задачи. В работе [14] показано, что правомерно выбрать $R_0 = 20R_{Sun}$, где R_{Sun} – радиус Солнца, хотя для очень быстрых КВМ, возможно увеличение этого значения из-за действия силы Лоренца, которая прямо пропорциональна скорости плазмы. Еще одним упрощением является пренебрежение зависимости γ от параметров выброса A и M . В реализации DBM модели [14] предлагается считать γ постоянным для каждого события и выбирать его значение, в зависимости от начальной скорости выброса v_0 : для $v_0 < 500$ км/ч $\gamma = 0.5 \cdot 10^{-7}$ км⁻¹; для $500 < v_0 < 1000$ км/ч $\gamma = 0.2 \cdot 10^{-7}$ км⁻¹; для $v_0 > 1000$ км/ч $\gamma = 0.1 \cdot 10^{-7}$ км⁻¹. Для нашего тестирования мы выбрали такие же значения для γ . Скорость фонового солнечного ветра w определялась по алгоритму прогноза скорости высокоскоростных потоков солнечного ветра на основе площадей корональных дыр, вычисляемых по изображениям Солнца SDO/AIA на длине волны 193 Å, описанному в статьях [15, 24]. Результаты прогноза скорости представлены на сайте (http://swx.sinp.msu.ru/models/solar_wind.php?gcm=1). Эта

модель позволяет вычислить скорость солнечного ветра на нужном расстоянии с помощью эмпирической зависимости $V(S_i, t) = V_{min} + A_i S_i(t_{i0})^{\alpha_i}$, где $S_i(t_{i0})$ – относительная площадь корональных дыр (КД), попадающая в выделяемую по широте и долготе полосу, в момент t_{i0} , на длине волны λ_i (193 Å); V_{min} – минимальная скорость СВ, которой также заменяются периоды отсутствия потока солнечного ветра от КД (была взята равной 300 км/с); t – время прихода потока СВ на заданное расстояние от Солнца по прогнозу скорости (рассчитывается по баллистической модели, в которой движение СВ полагается равномерным и радиальным). Коэффициенты были подобраны для длины волны 193 Å путем минимизации ошибок прогнозирования на данных за 2010–2011 гг.: $A_i = 210$ и $\alpha_i = 0.4$. Полученный прогноз ВСП СВ является фоновым солнечным ветром или средой, по которой распространяются КВМ.

Остальные входные параметры DBM модели: T_0 и v_0 можно получить из наблюдений коронографов. Для онлайн прогноза можно использовать только обновляемые в реальном времени базы данных КВМ, такие как SEEDS и SACTus, однако интересующие нас параметры для одного и того же события в разных базах могут сильно отличаться, поэтому одной из анализируемых в настоящей работе задач стала проблема выбора базы данных, дающей наиболее качественный результат прогнозирования при использовании DBM модели на выбранном интервале времени. Для параметров T_0 и v_0 необходимо к тому же осуществить пересчет на расстояние $R_0 = 20R_{Sun}$, так как указанное в базах данных T – это время детектирования КВМ в поле зрения коронографа LASCO C2. Этот пересчет проводился в предположении равномерного движения КВМ, что, строго говоря, не является верным, однако в базе данных SEEDS указывается рассчитанное по снимкам коронографа ускорение КВМ, что позволяет выполнить пересчет с учетом ускоренного движения. Таким образом, мы получили три различных набора входных параметров T_0 , v_0 и γ : 1 – по базе SACTus (пересчет на $20R_{Sun}$ в приближении равномерного движения), 2 – по базе SEEDS (пересчет на $20R_{Sun}$ в приближении равномерного

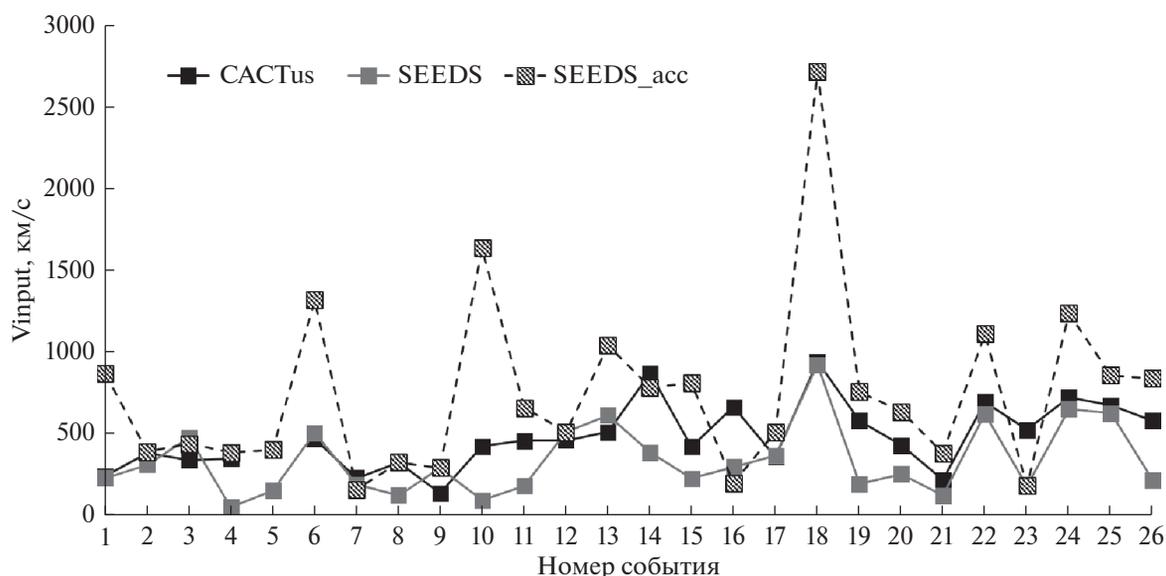


Рис. 1. Скорости КВМ, пересчитанные на расстояние R_0 , равное 20 солнечным радиусам, для событий из табл. 1, полученные по трем наборам из баз данных: CACTus и SEEDS – пересчет без ускорения, SEEDS_acc – с ускорением.

движения) и 3 – по базе SEEDS (SEEDS_acc; пересчет на $20R_{\text{Sun}}$ в приближении равноускоренного движения, где это было возможно (23 события из 26; иначе – пересчет в приближении равномерного движения). Скорости КВМ на расстоянии $R_0 = 20R_{\text{Sun}}$ по наборам 1, 2, 3 представлены на рис. 1. Как видно из рисунка, скорости КВМ могут сильно отличаться в зависимости от базы данных и алгоритма пересчета на расстояние R_0 . Особенно отличия заметны между пересчетом на расстояние в 20 солнечных радиусов данной базы SEEDS с учетом ускорения и без (события № 6, 10, 18 и др). В дальнейшем мы рассмотрим, использование входных параметров, основанных на данных какой базы, дает прогнозы, наиболее приближенные к данным каталога МКВМ для 2010–2011 гг.

Для сравнения результатов прогноза с наблюдениями использовались каталоги МКВМ [20, 21]. Всего было исследовано 26 событий (для набора 1–25 событий, так как в базе CACTus отсутствовали данные за 23.XII.2010), для каждого из которых использовалось три набора входных данных, с различными T_0 , v_0 и γ и одинаковыми R_0 и w .

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В ходе моделирования распространения КВМ для каждого события были получены зависимости $R(t)$ и $v(t)$, и вычислено время и скорость прихода МКВМ на расстояние 1 а. е. Эти значения сравнивались со значениями из каталогов Richardson&Cane и GMU CME List и вычислялась ошибка прогнозирования:

$$dt = T_{\text{прогноз}} - T_{\text{каталог}},$$

$$dv = V_{\text{прогноз}} - V_{\text{каталог}}.$$

На рис. 2 показаны зависимости $R(t)$ и $v(t)$, для события в XI.2011 г. (события № 25 в табл. 1). Из этих зависимостей можно найти время прихода МКВМ на расстояние в 1 а. е. и его скорость в этот момент. Это же событие проиллюстрировано на рис. 3, где изображены также наблюдаемая на КА ACE скорость солнечного ветра и прогнозируемая скорость квазистационарного ветра. По каталогу Richardson&Cane МКВМ, соответствующий рассматриваемому нами КВМ, был зарегистрирован в точке L1 29.XI.2011 в 00.00. Таким образом, можно видеть, что прогнозируемое время прихода на основе наборов 1 (CACTus) и 2 (SEEDS) отстает, а на основе набора 3 (SEEDS_acc) – опережает реальное время прихода МКВМ. Средняя и максимальная скорости МКВМ по каталогу Richardson&Cane равнялись соответственно 450 и 510 км/с. Прогнозируемые значения скорости 519, 506 и 557 км/с для наборов 1, 2 и 3 соответственно, что достаточно хорошо совпадает с измеренным значением, особенно для наборов 1 и 2. Входные и выходные параметры модели для рассматриваемого случая приведены в табл. 3.

Рассмотрев все 26 событий, мы получили распределение ошибок прогноза по скорости dv и по времени dt для каждого набора входных данных. Это распределение приведено на рис. 4. Оценив распределения ошибок прогноза для трех наборов входных данных, можно сделать вывод, что набор 2 дает прогноз с заниженной скоростью и отставанием по времени, тогда как использова-

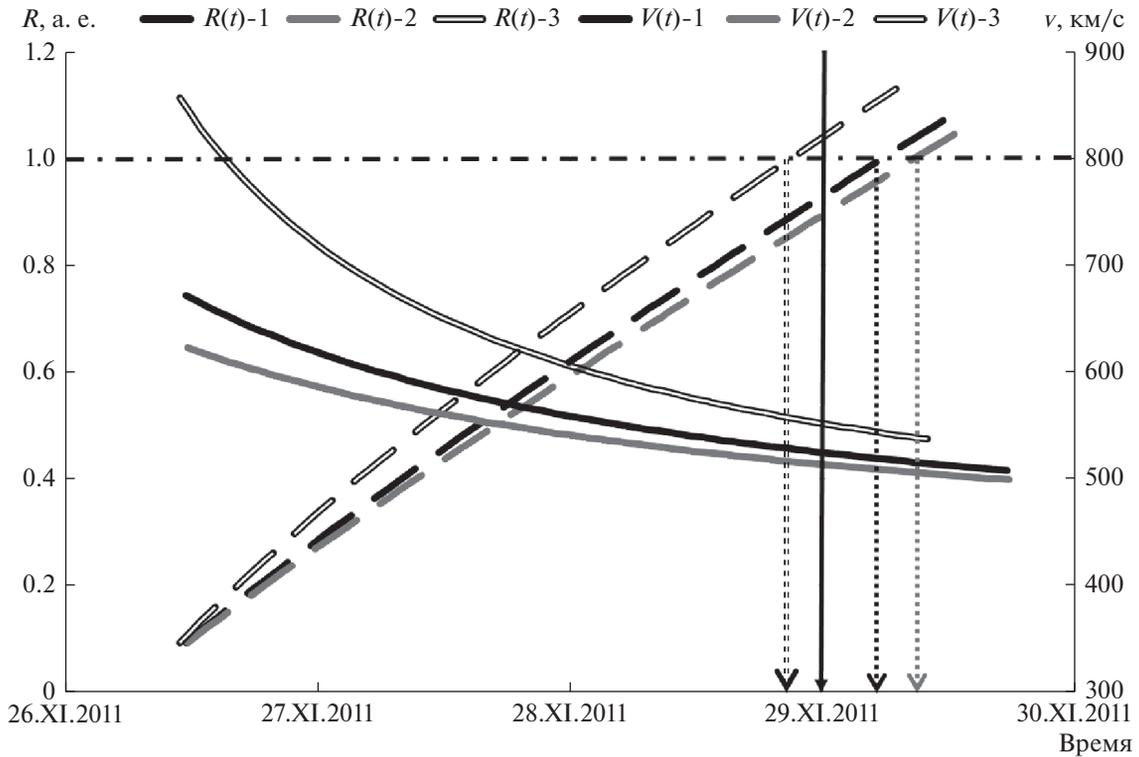


Рис. 2. Зависимости расстояния, пройденного КВМ, и его скорости от времени в рамках DBM модели, посчитанные для трех наборов. Черным штрих-пунктиром отмечено расстояние 1 а. е., вертикальными пунктирами указано время прихода КВМ на 1 а. е. для каждого набора данных. Вертикальная черная линия указывает время прихода МКВМ по каталогу Richardson&Cane.

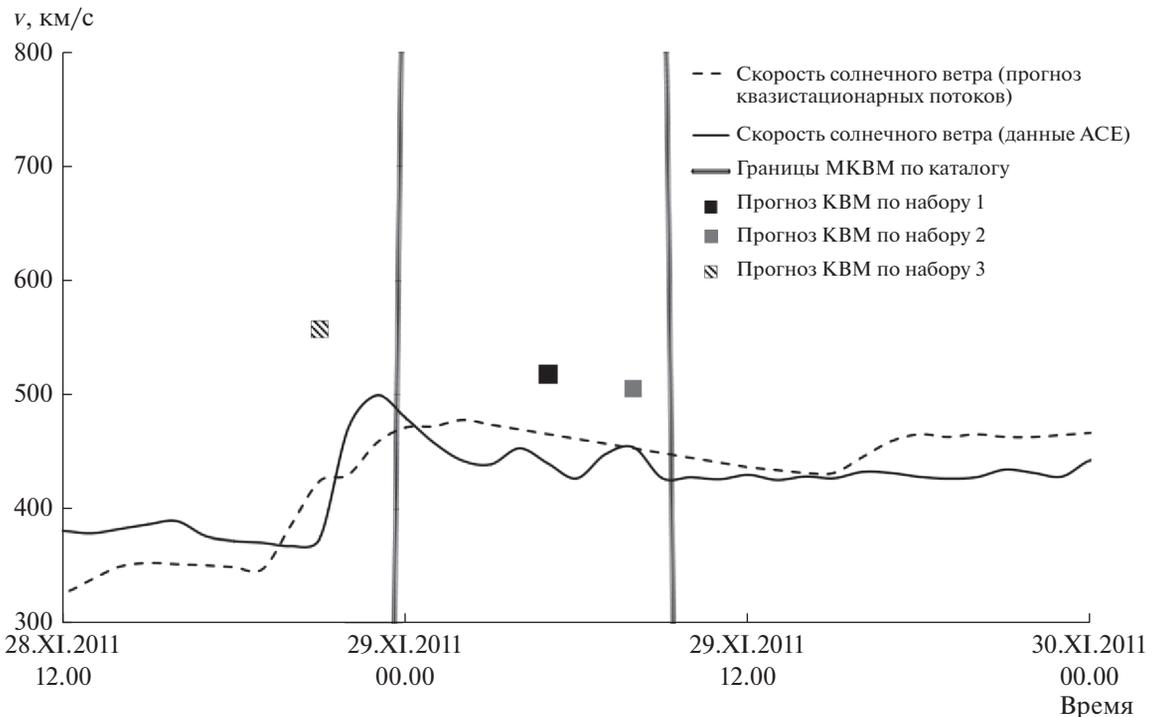


Рис. 3. Прогноз времени и скорости прихода КВМ в событии № 25 из табл. 1.

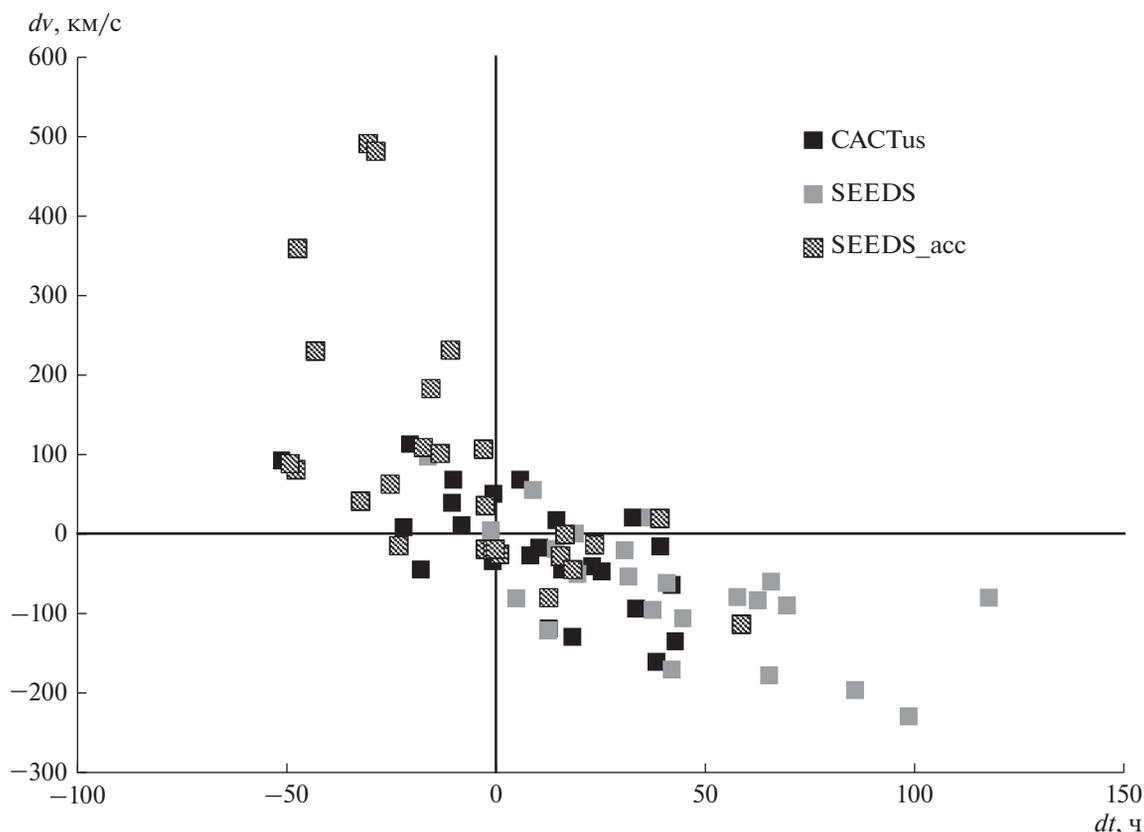


Рис. 4. Разности между взятыми из каталогов МКВМ и спрогнозированными значениями времени прихода и скорости МКВМ (dt и dv), полученные при моделировании распространения КВМ для входных параметров модели из разных баз данных, для событий из табл. 1.

ние набора 3 напротив, приводит к сильному завышению скорости прихода МКВМ, что приводит к опережению по времени. Прогноз с наименьшим разбросом ошибок получается на основе набора входных данных 1. Такой результат можно объяснить различием методов определения скорости КВМ по снимкам коронографов в базах CACTus и SEEDS. В то время как в базе CACTus (набор 1) вычисляется некоторая средняя по всем направлениям выброса скорость, в базе данных SEEDS

(наборы 2 и 3) рассчитывается начальная скорость и ускорение переднего фронта выброса на основе аппроксимации его движения линейной и квадратичной функциями соответственно. Наше исследование показывает, что DBM модель, использующая в качестве входного параметра скорость КВМ на двадцати радиусах Солнца, пересчитанную из начальной скорости и ускорения фронта КВМ, полученных с помощью автоматической обработки снимков коронографа LASCO C2 в базе

Таблица 3. Пример моделирования события № 25 из табл. 1

№	коронограф			DBM-входные параметры					DBM-выходные параметры	
	$T_{\text{кор}}$, дд.чч.мм	$v_{\text{кор}}$, км/с	$a_{\text{кор}}$, км/с ²	R_0 , R_{Sun}	T_0 , дд.чч.мм	v_0 , км/с	$\gamma \cdot 10^7$, км ⁻¹	w , км/с	$T_{\text{прогноз}}$, дд.чч.мм	$v_{\text{прогноз}}$, км/с
1	26.07.12	672	—	20	26.11.30	672	-0.2	400	29.05.30	519
2	26.07.00	623	—		26.11.39	623	-0.2		29.08.39	506
3			16.6		26.10.54	857	-0.2		28.20.54	557
Время прихода МКВМ и его средняя скорость на орбите Земли по каталогу Ричардсона и Кейн:									29.00.00	450

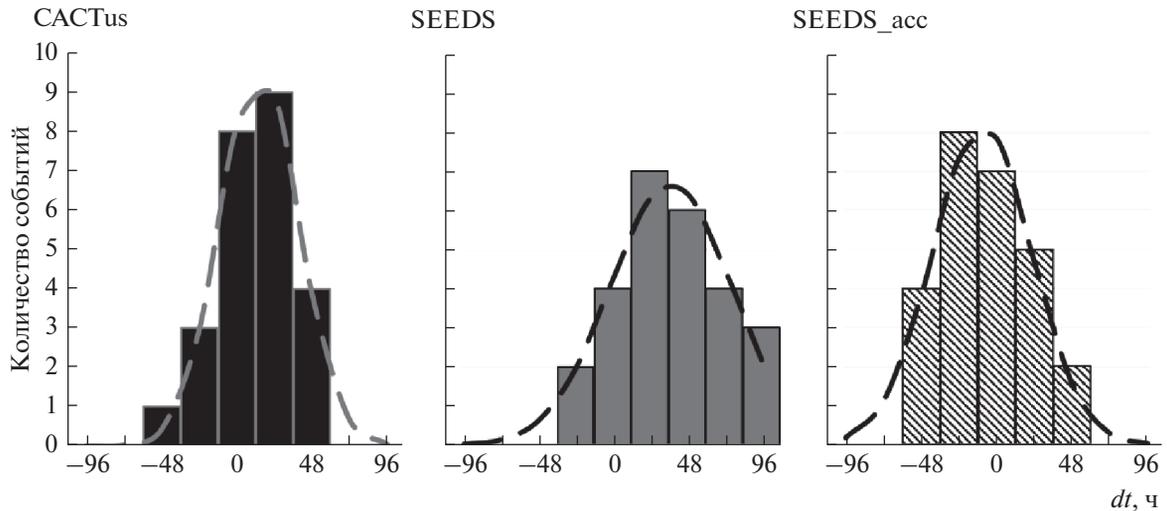


Рис. 5. Гистограммы распределения отклонения (dt), спрогнозированного времени прихода МКВМ на околоземную орбиту от времени прихода МКВМ согласно каталогам. Пунктирной линией показана аппроксимация распределений функцией Гаусса.

данных SEEDS, дает для рассматриваемого периода времени значительное количество событий с прогнозной скоростью, превышающей измеренную более чем на 200 км/с. В тоже время, отказ от учета ускорения приводит к ухудшению прогнозирования времени прихода КВМ (появление событий, отстающих более чем на 50 ч).

Таким образом, для моделирования распространения КВМ в рассматриваемый период времени наименьшие ошибки получены при использовании набора данных 1 – из базы данных CACTus.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Разброс ошибок прогнозирования времени прихода МКВМ, можно видеть на гистограммах на рис. 5. Результаты аппроксимации нормальным распределением разности между измеренными и спрогнозированными значениями времени прихода МКВМ представлены в табл. 4. Аппроксимация дает лучшие результаты для набора CACTus, что видно по значению коэффициента детерминации R^2 , который ближе к единице для набора CACTus: 0.99 для CACTus, 0.96 для SEEDS, 0.95 для SEEDS_acc. Для данных из базы

SEEDS, при использовании равноускоренного приближения для пересчета параметров КВМ, наблюдаемых в коронографе, на расстояние 20 солнечных радиусов, медиана распределения ошибок dt смещена относительно нуля на -9 ч, модуль средней ошибки $\langle dt \rangle$ в 1.1 раз меньше, а разброс ошибок dt в 1.3 раза больше, чем для прогноза по данным из базы CACTus. В то же время для данных из базы SEEDS без учета ускорения медиана распределения смещена на $+37$ ч, модуль средней ошибки $\langle dt \rangle$ в 4 раза больше, а разброс ошибок dt в 1.6 раза больше, чем для прогноза по данным из базы CACTus. Медиана распределения dt , полученного на основе данных CACTus, смещена относительно нуля на $+14$ ч, а средняя ошибка $\langle dt \rangle$ равняется $+9.24$ ч. Модуль средней ошибки определения скорости КВМ $\langle dt \rangle$ для прогноза на основе данных CACTus составил 20 км/с: в 3 раза лучше, чем для прогноза на основе SEEDS, и в 4.3 раз лучше, чем для прогноза на основе SEEDS_acc.

Обнаруженная тенденция “запаздывания прогноза” (медиана распределения dt равняется $+14$ ч, а средняя ошибка $\langle dt \rangle + 9.24$ ч) при использовании базы CACTus может быть обусловлена большим

Таблица 4. Параметры аппроксимации гистограмм распределения ошибок определения времени прихода МКВМ функцией Гаусса

Параметры аппроксимации	Набор 1 CACTus	Набор 2 SEEDS	Набор 3 SEEDS_acc
R^2	0.99	0.96	0.95
СКО	0.37	0.59	0.69
Медиана, ч	14.3	37.4	-9.2
Ширина на половине высоты, ч	58	91	72

Таблица 5. Сравнение качества полученных прогнозов, рассчитанных для разных наборов входных данных, с результатами прогнозов, сделанных с помощью различных моделей, описанных в работах [16, 25, 26]

	1	2	3	WSA-ENLIL + + Cone (GSFC) [16]	WSA-ENLIL + + Cone (NOAA) [16]	DBM [16]	DBEM [25]	DBM [26]
dt_{\max} , ч	42.6	117	58.3	48	39.2	15.5	10.2	41.1
dt_{\min} , ч	-51.1	-17.4	-49.1	-41.2	-23.5	-20.9	-24.9	-29.5
$\langle dt \rangle$, ч	9.24	36.43	-8.15	4.89	1.27	-4.16	-9.7	-1.94
Стд. откл., ч	23.5	33.3	27.8	18	15.5	9.5	16.7	16.3
MAE , ч	18.5	26.6	22.3	14.5	13.1	8,3	14.3	12.5
dv_{\max} , км/с	113	109	490	—	—	—	539	—
dv_{\min} , км/с	-160	-228	-122	—	—	—	-150	—
$\langle dv \rangle$, км/с	-20	-57	87	—	—	—	84	—
Количество событий	25	26	26	114	78	13	16	27

Здесь dt_{\max} (ч) — максимальная и dt_{\min} (ч) — минимальная разность между наблюдением и прогнозом времени прихода МКВМ, $\langle dt \rangle$ (ч) — среднее отклонение, стд. откл. (ч) — стандартное отклонение и MAE (ч) — средняя абсолютная ошибка прогнозируемого времени прихода МКВМ от наблюдаемого, dv_{\max} (км/с) — максимальная и dv_{\min} (км/с) — минимальная разность между наблюдаемым значением скорости МКВМ и прогнозируемым, $\langle dv \rangle$ (км/с) — среднее отклонение наблюдаемой скорости МКВМ от прогнозируемых значений.

количеством факторов: особенности работы автоматической системы САСТus, возможные ошибки в прогнозировании скорости квазистационарных потоков, неучет взаимодействия потоков в гелиосфере (не учитывается взаимодействие КВМ-КВМ, взаимодействие КВМ-ВСП учитывается только на 20 солнечных радиусах), пренебрежение формой и направлением распространения КВМ. Исследование и учет этих факторов является предметом дальнейших исследований. На основе сделанных выводов мы сосредоточили внимание на результатах моделирования, полученных с использованием данных из базы САСТus (набор 1).

В настоящей работе DBM модель дает среднюю по всем трем наборам ошибку прогнозирования времени прихода КВМ равную 18 ч. Эта ошибка довольно велика, однако сравнима с ошибками, получаемыми при использовании других моделей, приведенными в табл. 5. Для сравнения результатов моделирования с результатами других моделей из работ [16, 25, 26] были рассчитаны следующие ошибки прогнозирования:

$$\langle dt \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N dt_i,$$

$$\text{стд. откл.} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |dt_i - \langle dt \rangle|^2},$$

$$\text{ср. абс. ошибка} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |dt_i - \langle dt \rangle|,$$

где t_i — это разность между прогнозным временем прихода МКВМ и значениями из каталогов МКВМ для i -го события, N — количество анализируемых событий.

В работе [16] приведен анализ прогнозов за 2013–2018 гг., сделанных различными группами ученых с использованием разных моделей в режиме онлайн. Сравнение результатов, полученных по моделям WSA-ENLIL+Cone и DBM, с нашими результатами, приведены в табл. 5. Так же в табл. 5 проведено сравнение полученных нами результатов с итогами работы [25], в которой рассматривались 25 событий, произошедших в 2013–2014 гг. Из этих 25 событий 9 КВМ, зарегистрированных в коронографе не достигли Земли, поэтому точность прогноза можно оценить только у 16 событий. Хотя в выбранных для сравнения работах исследуется другой временной интервал, однако для нас это представляет интерес, так как описываются или результаты прогнозирования в режиме реального времени [16], или с использованием DBM модели [25]. В последней работе также приведены ошибки прогноза скорости МКВМ: разброс ошибок в нашей модели получился меньше, средняя ошибка у нас равна 150 км/с, а в работе [25] — 160 км/с.

В работе [26] рассматривалось 27 событий, произошедших в 2010–2013 гг. События были отобраны по скорости КВМ и углу раствора конуса, в котором КВМ наблюдались в коронографе (исследовались события со скоростью более 400 км/с и с углом раствора конуса более 120 градусов), отбрасывались события множественных КВМ и события произошедшие в период отсутствия данных измерений параметров плазмы солнечного ветра с КА ACE. Из табл. 5 можно видеть, что результаты, полученные в нашей работе, несколько хуже, чем результаты из работы [26]. Однако, из-за небольшого количества анализируемых событий, значение dt_{\min} (ч) хуже за счет про-

гноза более раннего прихода только одного МКВМ (рис. 5). Если не учитывать это событие (№ 23 в табл. 1) то dt_{\min} примет значение -22 ч, что лучше, чем в работе [26]. Другие ошибки, полученные в нашем прогнозе, сравнимы с ошибками из работы [26] с учетом того, что мы не проводили отбор событий по входным параметрам и не отбрасывали множественные КВМ, кинетические параметры которых и время распространения могут существенно измениться из-за взаимодействия [27]. Стандартное отклонение 22.5 и 16.3 ч, а средняя абсолютная ошибка 17.8 и 12.5 ч, соответственно в нашем исследовании и в работе [26]. Удаление только одного события № 23 приводит к результатам близким к приведенным в статье [27]: стандартное отклонение и средняя абсолютная ошибка уменьшатся и станут соответственно равны 20.2 и 16.5 ч, а средняя ошибка прогнозирования изменится с 9.24 до 11.8 ч. В дальнейшем мы планируем проводить отдельный анализ событий с большими ошибками прогнозирования, чтобы понять в каких случаях это происходит и как можно улучшить для таких событий нашу систему прогнозирования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе была проанализирована возможность совместного использования модели квазистационарных потоков солнечного ветра, существующей в Центре прогноза космической погоды НИИЯФ МГУ, с моделью прогноза скорости и времени прихода МКВМ на околоземную орбиту. В качестве модели распространения КВМ была выбрана простая DBM модель, основанная на взаимодействии выброса с окружающим солнечным ветром. Прогноз осуществлялся на основе параметров КВМ из баз данных CACTus и SEEDS для событий МКВМ из каталога Richardson&Cane и каталога GMU CME List за 2010–2011 гг., период роста 24-го солнечного цикла. Сравнение полученных результатов прогноза времени прихода и скорости МКВМ на околоземной орбите с базами данных МКВМ показало, что использование параметров КВМ из базы данных CACTus в качестве входных параметров DBM модели среднем позволяет получить меньшие ошибки прогнозирования. Лучше всего нормальным распределением аппроксимируется гистограмма отклонений наблюдаемого времени прихода МКВМ от прогнозируемого для набора 1 (из базы данных CACTus): коэффициент детерминации R^2 в этом случае наибольший, а среднеквадратичная ошибка — наименьшая; медианное значение равняется 14.2 ч, а ширина распределения на половине высоты — 58 ч. Для набора 3 (SEEDS_acc) медианное значение ближе к нулю: -9 ч, но распределение более пологое: ширина на половине высоты составляет 73 ч. Распределение ошибок времени прихода

КВМ для набора 2 (пересчет из базы SEEDS без учета ускорения) показывает худшие параметры аппроксимации: медианное значение далеко от нуля, а ширина распределения на половине высоты в 1.6 раза больше, чем для набора 1.

Вычисленные ошибки прогнозирования, с использованием базы данных CACTus, сравнимы с результатами, полученными другими моделями без использования данных с *KA STEREO*, данные которого позволяло получать более качественный прогноз МКВМ, из-за возможности стереонаблюдения КВМ в период 2010–2012 гг. В дальнейшем также планируется сравнить результаты прогноза для всего 24-го солнечного цикла для того, чтобы сделать вывод о качестве прогноза на разных фазах солнечного цикла и понять, какую популяцию в режиме реального времени базу КВМ CACTus или SEEDS лучше всего использовать для прогноза МКВМ Drag-Based моделью.

Авторы выражают благодарность научным коллективам проектов SDO/AIA, SDO/HMI и ACE за предоставление доступа к данным. Мы благодарим Ian Richardson and Hilary Cane за доступ к list of Near-Earth Interplanetary Coronal Mass Ejections, а также научным коллективам Seeds Data Centre и CACTus за доступ к базам данных корональных выбросов масс, которые мы использовали в своих исследованиях. Исследование проведено в НИИЯФ МГУ за счет гранта РФФИ № 16-17-00098.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gosling J.T. The solar flare myth // J. Geophys. Res.: Space Physics. 1993. V. 98. P. 18937–18949.
2. Richardson I.G., Cane H.V. Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind (1965–1991) and their association with ejecta // J. Geophys. Res.: Space Physics. 1995. V. 100. P. 23397–23412.
3. Cane H.V., Richardson I.G. Coronal mass ejections, interplanetary ejecta and geomagnetic storms // Geophys. Res. Lett. 2000. V. 27. P. 3591–3594.
4. Zhao X.H., Dryer M.Z. Current status of CME/shock arrival time prediction // Space Weather. 2014. V. 12. P. 448–469.
5. Gopalswamy N., Lara A., Lepping R.P. et al. Interplanetary acceleration of coronal mass ejections // Geophys. Res. Lett. 2000. V. 27. P. 145–148.
6. Gosling J.T. Coronal mass ejections: An overview, in Coronal Mass Ejections // American Geophys. Union, Washington DC. 1997. V. 99. P. 9–16.
7. Lindsay G.M., Luhmann J.G., Russell C.T. et al. Relationship between coronal mass ejection speeds from coronagraph images and interplanetary characteristics of associated interplanetary coronal mass ejections // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 12515–12523.
8. Mays M.L., Taktakishvili A., Pulkkinen A.A. et al. Ensemble modeling of CMEs using the WSA-ENLIL+Cone model // Solar physics. 2015. V. 290. P. 1775–1814.

9. *Odstrcil D., Smith Z.K., Dryer M.Z.* Distortion of the heliospheric plasma sheet by interplanetary shocks // *Geophys. Res. Lett.* 1996. V. 23. P. 2521–2524.
10. *Zhao X.P., Plunkett S.P., Liu W.* Determination of geometrical and kinematical properties of halo coronal mass ejections using the cone model // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2002. V. 107. P. 1223–1232.
11. *Rollett T., Mostl C., Isavnin A. et al.* EIEvoHI: a novel CME prediction tool for heliospheric imaging combining an elliptical front with drag-based model fitting // *Astrophysical J.* 2016. V. 824(A. 131). P. 1–11. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/824/2/131>
12. *Pomoell J., Poedts S.* EUPHORIA: European heliospheric forecasting information asset // *Space Weather Space Clim.* 2018. V. 8(A35). P. 1–14. <https://doi.org/10.1051/swsc/2018020>
13. *Odstrcil D., Pizzo V.J.* Three-dimensional propagation of CMEs in a structured solar wind flow: 1. CME launched within the streamer belt // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 1999. V. 104. P. 483–492.
14. *Vrsnak B., Zic T., Vrbanec D. et al.* Propagation of interplanetary coronal mass ejections: The drag-based model // *Solar Physics.* 2013. V. 285. P. 295–315.
15. *Shugay Y.S., Veselovsky I.S., Seaton D.B. et al.* Hierarchical approach to forecasting recurrent solar wind streams // *Solar System Research.* 2011. V. 45. № 6. P. 546–556.
16. *Riley P., Mays M.L., Andries J.* Forecasting the Arrival Time of Coronal Mass Ejections: Analysis of the CCMC CME Scoreboard // *Space Weather.* 2018. V. 16. P. 1245–1260.
17. *Robbrecht E., Berghmans D.* Automated recognition of coronal mass ejections (CMEs) in near-real-time data // *Astronomy and Astrophysics.* 2004. V. 425. № 3. P. 1097–1106.
18. *Olmedo O., Zhang J., Wechsler H. et al.* Automatic Detection and Tracking of Coronal Mass Ejections in Coronagraph Time Series // *Solar Physics.* 2008. V. 248. P. 485–499.
19. *Shiota D., Kataoka R., Miyoshi Y. et al.* Inner heliosphere MHD modeling system applicable to space weather forecasting for the other planets // *Space Weather.* 2014. V. 12. P. 187–204.
20. *Cane H.V., Richardson I.G.* Interplanetary coronal mass ejections in the near-Earth solar wind during 1996–2002 // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2003. V. 108(A4). P. 1–13.
21. *Hess P., Zhang J.* A Study of the Earth-Affecting CMEs of Solar Cycle 24 // *Solar Physics.* 2017. V. 292(A80). P. 1–20. <https://doi.org/10.1007/s11207-017-1099-y>
22. *Richardson I.G., Cane H.V.* Near-earth solar wind flows and related geomagnetic activity during more than four solar cycles (1963–2011) // *Space Weather Space Climate.* 2012. V. 2(A02). P. 1–10.
23. *Žic T., Vršnak B., Temmer M.* Heliospheric Propagation of Coronal Mass Ejections: Drag-Based Model Fitting // *Astrophysical J. Supplement Series.* 2015. V. 218. № 2. P. 32–39. <https://doi.org/10.1088/0067-0049/218/2/32>
24. *Shugay Yu., Slemzin V., Rodkin D. et al.* Influence of coronal mass ejections on parameters of high-speed solar wind: a case study // *Space Weather Space Climate.* 2018. V. 8(A28). P. 1–13.
25. *Dumbovic M., Calogovic J., Vrsnak B. et al.* The Drag-based Ensemble Model (DBEM) for Coronal Mass Ejection Propagation // *Astrophysical J.* 2018. V. 854(A180) P. 1–11.
26. *Suresh K., Prasanna Subramanian S., Shanmugaraju A. et al.* Study of Interplanetary CMEs/Shocks During Solar Cycle 24 Using Drag-Based Model: The Role of Solar Wind // *Solar Physics.* 2019. V. 294(A47). P. 1–17.
27. *Rodkin D., Slemzin V., Zhukov A.N. et al.* Single ICMEs and Complex Transient Structures in the Solar Wind in 2010–2011 // *Solar Physics.* 2018. V. 293(A78). P. 1–27.

УДК 521.1.629

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОПТИМАЛЬНОГО ВЫВОДА НА ОРБИТУ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕАКТИВНОГО УСКОРЕНИЯ И СОЛНЕЧНОГО ПАРУСА В ПЕРЕМЕННЫХ КУСТААНХЕЙМО–ШТИФЕЛЯ

© 2021 г. **Я. Г. Сапунков**¹, Ю. Н. Челноков¹, *

¹Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов, Россия

*ChelnokovYuN@gmail.com

Поступила в редакцию 16.04.2019 г.

После доработки 05.08.2020 г.

Принята к публикации 17.09.2020 г.

Решена с помощью принципа максимума Понтрягина и переменных Кустаанхеймо–Штифеля пространственная задача оптимального вывода на заданную орбиту космического аппарата, управляемого с помощью солнечного паруса и ограниченного или импульсного реактивного ускорения центра масс КА. Минимизируемый функционал представляет собой линейную комбинацию с весовыми множителями двух критериев: времени и интегральной суммы величин импульсов реактивного ускорения центра масс КА, затраченных на процесс управления. Приведены первые интегралы уравнений задачи и формулы для определения приращений фазовых и сопряженных переменных под действием сообщаемого импульса реактивного ускорения. Получены численные решения задачи для ограниченного или импульсного ускорения при наличии солнечного паруса или при его отсутствии. Дана оценка влияния наличия солнечного паруса на длительность процесса, на суммарный импульс величины реактивного ускорения и на величину минимизируемого функционала. Рассмотрены случаи коррекции орбиты и случаи, когда элементы новой орбиты существенно отличаются от элементов начальной орбиты КА. Установлена оптимальность реактивного ускорения, ортогонального к плоскости оскулирующей орбиты КА, для рассмотренных малых значений отклонений угловых элементов орбиты от их начальных значений, т.е. оптимальность такого ускорения в рассмотренных примерах задачи коррекции угловых элементов орбиты КА.

DOI: 10.31857/S0023420621040051

ВВЕДЕНИЕ

Задачи об оптимальном управлении движением центра КА с использованием переменных Кустаанхеймо–Штифеля [1] и кватернионных переменных рассматривались в работах [2, 3]. Задачи об оптимальном управлении движением КА с использованием солнечного паруса и различных функционалов качества, с использованием прямоугольных или полярных координат, кватернионных переменных, переменных Кустаанхеймо–Штифеля, кватернионных элементов орбиты рассматривались в работах [4–10]. Решались задачи об оптимальном управлении для встречи двух КА, задачи быстрогодействия, а также задачи с комбинированными функционалами качества процесса управления. Солнечный парус использует давление солнечного света на отражающую поверхность для приведения в движение КА [5]. Использование солнечного паруса позволяет уменьшить массу КА. За прошлые десять лет большой опыт использования солнечного паруса был получен

космическими агентствами США, Европы и Японии [11–16].

В работе [7] Я.Г. Сапункова решена задача об оптимальной встрече двух КА, один из которых, неуправляемый, движется только под действием силы притяжения к Солнцу, а другой управляется с помощью реактивного ускорения, сообщаемого центру масс КА двигателем ограниченной или импульсной тяги и солнечным парусом. В нашей статье решается задача об оптимальном выводе КА на заданную орбиту. Движение КА управляется теми же двигателями, что и в работе [7]. Обе задачи оптимального управления решаются с использованием переменных Кустаанхеймо–Штифеля и с одним и тем же функционалом качества процесса управления.

Системы дифференциальных уравнений для фазовых и сопряженных переменных краевых задач об оптимальной встрече двух КА и об оптимальном выводе КА на заданную орбиту, первые интегралы этих систем уравнений, установлен-

ные в [1, 4], которые используются как для переноса части краевых условий с правого конца на левый конец траектории, так и для контроля точности вычислений при численном решении краевых задач, для указанных выше задач оптимального управления одни и те же. Эти уравнения и первые интегралы приводятся в нашей статье. Постановки задач, граничные условия, условия трансверсальности и, естественно, численные решения задач и закономерности оптимального управления движением центра масс КА в работе [7] и в нашей работе различны.

В нашей задаче об оптимальном выводе КА на заданную орбиту в начальный момент времени задаются классические элементы начальной орбиты и значение истинной аномалии. В конечный момент времени указываются значения классических элементов заданной орбиты, на которую необходимо вывести КА. Чтобы задать граничные условия в переменных Кустаанхеймо-Штифеля в начальный и конечный моменты времени в нашей задаче вычисляются кватернионные (векторные) элементы этих орбит, через которые затем строятся выражения для переменных Кустаанхеймо-Штифеля в начале и конце движения.

Решение задачи об оптимальном выводе КА на заданную орбиту в нашей статье сводится к решению задачи о мягкой встрече управляемого КА с фиктивным неуправляемым КА, но в законе движения неуправляемого КА начальное значение фиктивного времени остается неизвестным, и оно определяется в результате численного решения краевой задачи оптимального управления.

В случае импульсной тяги, когда часть фазовых и сопряженных переменных изменяются скачкообразно, используются формулы для определения приращений фазовых и сопряженных переменных под действием сообщаемого импульса реактивного ускорения. Использован специальный алгоритм для улучшения сходимости итерационного процесса численного решения краевой задачи оптимального управления для случая, когда параметры управления испытывают разрывы первого рода, возникающие при минимизации выбранного функционала качества процесса управления. Приведены результаты численного решения задачи для ограниченного и импульсного реактивного ускорения центра масс КА при наличии солнечного паруса или при его отсутствии. Проведены анализ и сравнение полученных решений, приведена оценка влияния наличия солнечного паруса на длительность процесса управления, на суммарный импульс величины ускорения, на величину функционала. Рассмотрены случаи коррекции орбиты, когда элементы орбиты в результате управления изменяются незначительно, и случаи вывода КА на новую орбиту, когда элементы но-

вой орбиты существенно отличаются от элементов начальной орбиты.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

KS -переменные $\mathbf{u} = (u_0, u_1, u_2, u_3)$, $\mathbf{s} = (s_0, s_1, s_2, s_3)$ связаны с векторами \mathbf{r} и \mathbf{v} положения центра масс КА и его скорости соотношениями [1–3]

$$\mathbf{r} = P^T(\mathbf{u})\mathbf{u}; \quad \mathbf{v} = \frac{2}{r} P^T(\mathbf{u})\mathbf{s}; \quad r = |\mathbf{r}| = u^2,$$

где $P^T(\mathbf{u})$ – матрица, транспонированная к матрице

$$P(\mathbf{u}) = \begin{pmatrix} u_0 & -u_3 & u_2 \\ u_1 & u_2 & u_3 \\ -u_2 & u_1 & u_0 \\ -u_3 & -u_0 & u_1 \end{pmatrix}.$$

Отметим, что матрица $P(\mathbf{u})$ была введена в статье [3] Я.Г. Сапункова. Матрица $P^T(\mathbf{u})$ (матрица, транспонированная к матрице $P(\mathbf{u})$) отличается от квадратной KS -матрицы $L(\mathbf{u})$, которая используется в книге [1], тем, что в матрице $L(\mathbf{u})$ была опущена последняя строка. В результате получается матрица $P^T(\mathbf{u})$, в которой 3 строки и 4 столбца. Матрица $P(\mathbf{u})$, у которой 4 строки и 3 столбца, действуя на трехмерный вектор, производит четырехмерный вектор. Введение матрицы $P(\mathbf{u})$ оказалось удобным приемом при решении задач оптимального управления движением КА в KS -переменных. Кроме того, в отличие от [1] в статье [3] и в нашей статье у компонент KS -переменных индекс “4” заменен на индекс “0” по аналогии с кватернионами и кватернионными матрицами, которые использовались в наших работах [2, 8].

Переменная h определяет полную энергию единицы массы КА

$$h = \frac{v^2}{2} - \frac{\gamma M}{r}, \quad (1.1)$$

где M – масса притягивающего центра, γ – гравитационная постоянная, $\mathbf{v} = |\mathbf{v}|$.

Переменная τ , функциями которой являются переменные \mathbf{u} , \mathbf{s} , h , связана с временем t дифференциальным соотношением

$$dt/d\tau = u^2. \quad (1.2)$$

Движение центра масс КА в центральном гравитационном ньютоновском поле под действием ускорения $\tilde{\mathbf{p}}$ центра масс КА произвольной природы, в KS -переменных описывается системой дифференциальных уравнений [1]:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{u}}{d\tau} &= \mathbf{s}, \quad \frac{d\mathbf{s}}{d\tau} = \frac{1}{2} h \mathbf{u} + \frac{1}{2} u^2 P(\mathbf{u}) \tilde{\mathbf{p}}, \\ \frac{dh}{d\tau} &= 2(\mathbf{s}, P(\mathbf{u}) \tilde{\mathbf{p}}). \end{aligned} \quad (1.3)$$

Ускорение \mathbf{p}_{sol} центра масс КА под действием солнечного паруса определяется по формуле [4]

$$\mathbf{p}_{\text{sol}} = d \frac{\cos^2 \theta}{r^2} \mathbf{n} = d (\mathbf{u}^2)^{-4} (P^T(\mathbf{u}) \mathbf{u}, \mathbf{n})^2 \mathbf{n}, \quad (1.4)$$

в которой \mathbf{n} единичный вектор нормали к плоскости паруса, обращенной от Солнца, θ – угол между векторами \mathbf{r} и \mathbf{n} , d – коэффициент, характеризующий площадь паруса, отнесенную к единице массы аппарата.

Вектор ускорения центра масс КА от тяги двигателя обозначается через \mathbf{p} и на него наложено ограничение

$$|\mathbf{p}| \leq p_{\text{max}}. \quad (1.5)$$

В начальный момент времени КА находится на эллиптической орбите, которая определяется классическими элементами (a – большая полуось, e – эксцентриситет, I – угол наклона орбиты, Ω_u – долгота восходящего узла, ω_π – угловое расстояние от восходящего узла до перицентра):

$$a = a_n, \quad e = e_n, \quad I = I_n, \quad \Omega_u = \Omega_{un}, \quad \omega_\pi = \omega_{\pi n}. \quad (1.6)$$

Истинная аномалия КА на орбите φ в начальный момент определяется полярным углом $\varphi = \varphi_n$.

Требуется перевести КА на новую эллиптическую орбиту с классическими элементами

$$a = a_k, \quad e = e_k, \quad I = I_k, \quad \Omega_u = \Omega_{uk}, \quad \omega_\pi = \omega_{\pi k}. \quad (1.7)$$

На основе работы [1] по классическим элементам начальной орбиты (1.6) вычисляются кватернионные элементы начальной орбиты $\mathbf{C}_n, \mathbf{D}_n$ со следующими компонентами:

$$\begin{aligned} C_{0n} &= \sqrt{a_n(1-e_n)} \sin \frac{I_n}{2} \cos \frac{\Omega_{un} - \omega_{\pi n}}{2}, \\ C_{1n} &= \sqrt{a_n(1-e_n)} \sin \frac{I_n}{2} \sin \frac{\Omega_{un} - \omega_{\pi n}}{2}, \\ C_{2n} &= \sqrt{a_n(1-e_n)} \cos \frac{I_n}{2} \sin \frac{\Omega_{un} + \omega_{\pi n}}{2}, \\ C_{3n} &= -\sqrt{a_n(1-e_n)} \cos \frac{I_n}{2} \cos \frac{\Omega_{un} + \omega_{\pi n}}{2}, \\ D_{0n} &= \sqrt{a_n(1+e_n)} \sin \frac{I_n}{2} \sin \frac{\Omega_{un} - \omega_{\pi n}}{2}, \\ D_{1n} &= -\sqrt{a_n(1+e_n)} \sin \frac{I_n}{2} \cos \frac{\Omega_{un} - \omega_{\pi n}}{2}, \\ D_{2n} &= \sqrt{a_n(1+e_n)} \cos \frac{I_n}{2} \cos \frac{\Omega_{un} + \omega_{\pi n}}{2}, \\ D_{3n} &= \sqrt{a_n(1+e_n)} \cos \frac{I_n}{2} \sin \frac{\Omega_{un} + \omega_{\pi n}}{2}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Кватернионные элементы конечной орбиты $\mathbf{C}_k, \mathbf{D}_k$ вычисляются по формулам аналогичным (1.8), но с использованием соотношений (1.7).

Начальное состояние управляемого КА в KS -переменных определяется по формулам

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_n &= \mathbf{C}_n \cos \frac{E_n}{2} + \mathbf{D}_n \sin \frac{E_n}{2}, \\ \mathbf{s}_n &= k \left(\mathbf{D}_n \cos \frac{E_n}{2} - \mathbf{C}_n \sin \frac{E_n}{2} \right), \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$h_n = -Q_n^{-1}, \quad k = (2Q_n)^{-1/2}, \quad Q_n = \mathbf{C}_n^2 + \mathbf{D}_n^2,$$

где E_n – эксцентрисическая аномалия КА в начальный момент времени, связанная с истинной аномалией φ_n соотношением $\text{tg} \frac{\varphi_n}{2} = \sqrt{\frac{1+e_n}{1-e_n}} \text{tg} \frac{E_n}{2}$.

Задачу об оптимальном выводе КА на заданную орбиту в KS -переменных удобно решать как задачу о мягкой встрече управляемого КА с неуправляемым КА, который движется по заданной конечной орбите. Но в начальный момент движения управляемого КА эксцентрисическая аномалия неуправляемого КА на его орбите не задается и подлежит определению при решении задачи оптимального управления. Закон движения неуправляемого КА в KS -переменных по заданной конечной орбите определяется по формулам

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_a &= \mathbf{C}_k \cos(k_a \tau_a) + \mathbf{D}_k \sin(k_a \tau_a), \\ \mathbf{s}_a &= k_a (\mathbf{D}_k \cos(k_a \tau_a) - \mathbf{C}_k \sin(k_a \tau_a)), \\ h_a &= -Q_k^{-1}, \quad k_a = (2Q_k)^{-1/2}, \\ Q_k &= \mathbf{C}_k^2 + \mathbf{D}_k^2, \quad \tau_a \geq \tau_{an}. \end{aligned}$$

Переменная τ_a , функциями которой являются KS -переменные неуправляемого КА $\mathbf{u}_a, \mathbf{s}_a$, связана со временем t соотношением:

$$dt/d\tau_a = u_a^2. \quad (1.10)$$

Начальное значение $\tau_a = \tau_{an}$ заранее не задается и подлежит определению.

В качестве масштаба длины вводится параметр начальной орбиты КА $p = a_n(1-e_n^2)$, тогда связь между размерными и безразмерными переменными, которые обозначаются верхним индексом “*”, будет определяться соотношениями:

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= p^{1/2} \mathbf{u}^*; \quad \mathbf{s} = (\gamma M)^{1/2} \mathbf{s}^*; \quad h = \frac{\gamma M}{p} h^*; \\ \tau &= \left(\frac{p}{\gamma M} \right)^{1/2} \tau^*; \quad t = p \left(\frac{p}{\gamma M} \right)^{1/2} t^*; \quad d = \gamma M d^*, \\ \mathbf{r} &= p \mathbf{r}^*, \quad \mathbf{v} = \left(\frac{\gamma M}{p} \right)^{1/2} \mathbf{v}^*, \quad \mathbf{p} = \frac{\gamma M}{p^2} \mathbf{p}^*, \\ p_{\text{max}} &= \frac{\gamma M}{p^2} p_{\text{max}}^*. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Безразмерные величины d^* и p_{max}^* определяют отношения максимальных величин ускорения от

тяги солнечного паруса и ускорения от тяги двигателя к ускорению от силы притяжения аппарата к центру на орбите радиуса p . Далее будут использоваться только безразмерные величины и верхний индекс “*” над ними опускается.

Уравнения движения управляемого КА (1.3), в которых единичный вектор нормали \mathbf{n} и вектор ускорения \mathbf{p} от тяги двигателя являются управляющими параметрами, с учетом уравнения для τ_a и уравнений (1.2), (1.4) и (1.10) в безразмерных KS -переменных можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{u}}{d\tau} &= \mathbf{s}, \quad \frac{d\mathbf{s}}{d\tau} = \frac{1}{2}h\mathbf{u} + \frac{1}{2}d(\mathbf{u}^2)^{-3} \times \\ &\times (P^T(\mathbf{u})\mathbf{u}, \mathbf{n})^2 P(\mathbf{u})\mathbf{n} + \frac{1}{2}u^2 P(\mathbf{u})\mathbf{p}, \\ \frac{dh}{d\tau} &= 2d(\mathbf{s}, P(\mathbf{u})\mathbf{n})(\mathbf{u}^2)^{-4} (P^T(\mathbf{u})\mathbf{u}, \mathbf{n})^2 + \\ &+ 2(\mathbf{s}, P(\mathbf{u})\mathbf{p}), \quad \frac{d\tau_a}{d\tau} = \frac{u^2}{\mathbf{u}_a^2(\tau_a)}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Последнее уравнение системы (1.12) связывает между собой переменные τ и τ_a , которые являются переменными фиктивного времени для управляемого и неуправляемого аппаратов соответственно. Ограничение (1.5) на вектор \mathbf{p} ускорения центра масс КА от тяги двигателя при переходе к безразмерным переменным сохраняет свой вид.

В безразмерных KS -переменных качество процесса управления определяется функционалом с весовыми множителями $\alpha_0 \geq 0, \alpha_1 \geq 0$

$$I = \int_0^{t_k} (\alpha_0 + \alpha_1 |\mathbf{p}|) dt = \int_0^{\tau_k} (\alpha_0 + \alpha_1 |\mathbf{p}|) u^2 d\tau. \quad (1.13)$$

Функционал (1.13) представляет собой свертку с весовыми множителями двух критериев: времени и суммарного импульса величины ускорения КА от тяги двигателя, затраченных на процесс управления.

Требуется найти оптимальное управление КА с солнечным парусом и реактивным ускорением, удовлетворяющим ограничению (1.5), которое обеспечивает перевод КА из начального состояния до мягкой встречи с неуправляемым аппаратом, т.е. обеспечивает вывод КА на заданную орбиту и сообщает минимальное значение функционалу (1.13).

Для системы (1.12) известны первые интегралы [1]

$$\begin{aligned} l(\mathbf{u}, \mathbf{s}) &= u_0 s_1 - u_1 s_0 + u_2 s_3 - u_3 s_2 = 0; \\ hu^2 - 2s^2 + 1 &= 0. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Начальное состояние управляемой системы (1.12) в пространстве $(\mathbf{u}, \mathbf{s}, h, \tau_a)$ при $\tau = 0$ согласно (1.1) и (1.9) определяются соотношениями

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_n, \quad \mathbf{s} = \mathbf{s}_n, \quad h = h_n. \quad (1.15)$$

В конечный “момент времени” $\tau = \tau_k$, который заранее не задается, управляемая система (1.12) в пространстве $(\mathbf{u}, \mathbf{s}, h, \tau_a)$ в момент выхода на заданную орбиту, т.е., когда у управляемого и неуправляемого аппаратов совпадают их положения и скорости, должна находиться на многообразии

$$\begin{aligned} P^T(\mathbf{u}(\tau_k))\mathbf{u}(\tau_k) &= P^T(\mathbf{u}_a(\tau_a(\tau_k)))\mathbf{u}_a(\tau_a(\tau_k)), \\ P^T(\mathbf{u}(\tau_k))\mathbf{s}(\tau_k) &= P^T(\mathbf{u}_a(\tau_a(\tau_k)))\mathbf{s}_a(\tau_a(\tau_k)). \end{aligned} \quad (1.16)$$

Таким образом: требуется найти оптимальное управление солнечным парусом и реактивным ускорением от тяги двигателя с учетом ограничения (1.5), которое переводит управляемую систему (1.12) из начального состояния (1.15) на многообразии (1.16) и сообщает минимальное значение функционалу (1.13).

2. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ С ПОМОЩЬЮ ПРИНЦИПА МАКСИМУМА ПОНТРЯГИНА

Функция Гамильтона–Понтрягина для управляемой системы (1.12) с учетом функционала (1.13) имеет вид

$$\begin{aligned} H &= -(\alpha_0 + \alpha_1 |\mathbf{p}|) u^2 + (\boldsymbol{\mu}, \mathbf{s}) + \frac{1}{2}h(\mathbf{v}, \mathbf{u}) + \\ &+ du^{-8} (P^T(\mathbf{u})\mathbf{u}, \mathbf{n})^2 (\mathbf{q}, P(\mathbf{u})\mathbf{n}) + \\ &+ (\mathbf{q}, P(\mathbf{u})\mathbf{p}) + \vartheta \frac{u^2}{(\mathbf{u}_a(\tau_a))^2}, \quad \mathbf{q} = \frac{u^2}{2} \mathbf{v} + 2\eta \mathbf{s}. \end{aligned}$$

Сопряженные переменные $\boldsymbol{\mu} = (\mu_0, \mu_1, \mu_2, \mu_3)$, $\mathbf{v} = (v_0, v_1, v_2, v_3), \eta, \vartheta$, соответствующие фазовым переменным $\mathbf{u}, \mathbf{s}, h, \tau_a$, удовлетворяют системе уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d\boldsymbol{\mu}}{d\tau} &= 2(\alpha_0 + \alpha_1 |\mathbf{p}|) \mathbf{u} - \frac{h}{2} \mathbf{v} - \\ &- d \left\{ -\frac{8}{u^2} (P^T(\mathbf{u})\mathbf{u}, \mathbf{n}) (\mathbf{q}, P(\mathbf{u})\mathbf{n}) \mathbf{u} + \right. \\ &+ 4(\mathbf{q}, P(\mathbf{u})\mathbf{n}) P(\mathbf{u})\mathbf{n} + (P^T(\mathbf{u})\mathbf{u}, \mathbf{n}) \times \\ &\times [(\mathbf{v}, P(\mathbf{u})\mathbf{n}) \mathbf{u} + P(\mathbf{q})\mathbf{n}] \left. \right\} (P^T(\mathbf{u})\mathbf{u}, \mathbf{n}) u^{-8} - \\ &- (\mathbf{v}, P(\mathbf{u})\mathbf{p}) \mathbf{u} - P(\mathbf{q})\mathbf{p} - 2\vartheta \frac{\mathbf{u}}{(\mathbf{u}_a(\tau_a))^2}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}}{d\tau} &= -\boldsymbol{\mu} - 2\eta d(P^T(\mathbf{u})\mathbf{u}, \mathbf{n})^2 u^{-8} P(\mathbf{u})\mathbf{n} - 2\eta P(\mathbf{u})\mathbf{p}, \\ \frac{d\eta}{d\tau} &= -\frac{1}{2}(\mathbf{v}, \mathbf{u}), \quad \frac{d\vartheta}{d\tau} = 2\vartheta u^2 \frac{(\mathbf{u}_a, \mathbf{s}_a)}{u_a^4}. \end{aligned}$$

Из последнего уравнения системы (2.1) следует, что $\vartheta = Q(\mathbf{u}_a(\tau_a))^2$, где Q – произвольная константа.

Согласно условию максимума для функции Гамильтона–Понтрягина оптимальное управление для единичного вектора нормали \mathbf{n} к плоскости солнечного паруса, определяется по формуле

$$\mathbf{n} = z \frac{\mathbf{r}}{r} + b^{-1} \left(z - \frac{2}{3z} \right) \frac{\mathbf{R}_1}{r}, \quad \mathbf{R}_1 = P^T(\mathbf{u})\mathbf{q} - b\mathbf{r},$$

$$b = \frac{(P^T(\mathbf{u})\mathbf{q}, \mathbf{r})}{r^2}, \quad z = \left[\frac{1}{6} (4 - a^2 + a\sqrt{8 + a^2}) \right]^{1/2}, \quad (2.2)$$

$$a = b \frac{r}{|P^T(\mathbf{u})\mathbf{q}|},$$

а для ограниченной тяги оптимальное управление определяется по формуле

$$\mathbf{p}_{\text{opt}} = 0, \quad \text{если } |P^T(\mathbf{u})\mathbf{q}| \leq \alpha_1 u^2,$$

$$\mathbf{p}_{\text{opt}} = \frac{P^T(\mathbf{u})\mathbf{q}}{|P^T(\mathbf{u})\mathbf{q}|} p_{\text{max}}, \quad \text{если } |P^T(\mathbf{u})\mathbf{q}| > \alpha_1 u^2. \quad (2.3)$$

Из соотношений (2.3) видно, что управление реактивным ускорением от двигателя малой тяги может состоять из нескольких этапов, на которых двигатель выключен или вырабатывает максимальную тягу.

На левом подвижном конце траектории в пространстве $(\mathbf{u}, \mathbf{s}, h, \tau_a)$, где значение τ_a не задается заранее должно выполняться условие трансверсальности

$$\vartheta(0) = 0. \quad (2.4)$$

Из последнего уравнения системы (2.1) и условия трансверсальности (2.4) следует, что сопряженная переменная ϑ во все время движения равна нулю: $\vartheta \equiv 0$.

На правом подвижном конце траектории при $\tau = \tau_k$ должны выполняться условия трансверсальности:

$$l(\boldsymbol{\mu}, \mathbf{u}) + l(\mathbf{v}, \mathbf{s}) = 0; \quad l(\mathbf{v}, \mathbf{u}) = 0; \quad \eta = 0;$$

$$(\mathbf{s}, \boldsymbol{\mu}) + h(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = 0. \quad (2.5)$$

Соотношения (2.5) получены из (1.16) методом неопределенных множителей Лагранжа с последующим исключением множителей Лагранжа.

Кроме того, так как τ_k заранее не задается, то для оптимального процесса при $\tau = \tau_k$ должно выполняться условие для функции Гамильтона–Понтрягина

$$H_{\text{opt}}|_{\tau_k} = 0. \quad (2.6)$$

Принцип максимума сводит решение задачи оптимального вывода КА на заданную орбиту к решению краевой задачи для системы дифференциальных уравнений по определению фазовых и сопряженных переменных. Краевая задача оптимального управления формулируется для системы дифференциальных уравнений (1.12), (2.1), в

которых управляющие параметры \mathbf{n} и \mathbf{p} согласно условию максимума для функции Гамильтона–Понтрягина определяется по формулам (2.2) и (2.3) соответственно, с начальными условиями (1.15) и (2.4) при $\tau = 0$ и граничными условиями (1.16), (2.5), (2.6) при $\tau = \tau_k$.

3. ПЕРВЫЕ ИНТЕГРАЛЫ

Кроме билинейной формы $l(\mathbf{a}, \mathbf{b})$, которая определена первым из соотношений (1.14), введем согласно [4] билинейные формы следующих видов:

$$l_1(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = a_0 b_2 - a_2 b_0 + a_1 b_3 - a_3 b_1;$$

$$l_2(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = a_0 b_3 - a_3 b_0 + a_2 b_1 - a_1 b_2;$$

$$l_3(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = a_0 b_1 - a_1 b_0 - a_2 b_3 + a_3 b_2.$$

Система уравнений (1.12), (2.1), в которых управляющие параметры определяется согласно соотношениям (2.2) и (2.3), кроме первых интегралов (1.14), имеет также следующие интегралы [4]:

$$l(\boldsymbol{\mu}, \mathbf{u}) + l(\mathbf{v}, \mathbf{s}) = 0; \quad l_i(\boldsymbol{\mu}, \mathbf{u}) + l_i(\mathbf{v}, \mathbf{s}) = c_i = \text{const},$$

$$i = 1, 2, 3;$$

$$\frac{\vartheta}{(\mathbf{u}_a(\tau_a))^2} = Q = \text{const}; \quad H_{\text{opt}}(\tau) \equiv 0. \quad (3.1)$$

Из (2.5) и (3.1) следует, что первое условие трансверсальности из условий (2.5) можно заменить условием $l(\boldsymbol{\mu}, \mathbf{u}) + l(\mathbf{v}, \mathbf{s}) = 0$ при $\tau = 0$, т.е. перенести это условие с правого конца траектории на левый конец.

4. РЕШЕНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ЗАДАЧИ ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ

При неограниченном возрастании p_{max} решение рассмотренной выше задачи будет стремиться к решению задачи об оптимальном управлении движением КА с импульсным реактивным ускорением [4]. Если через K_i обозначить безразмерную величину импульса реактивного ускорения от тяги двигателя, то она будет связана с размерной величиной изменения вектора скорости $|\Delta \mathbf{v}_i|$ под действием импульса соотношением $|\Delta \mathbf{v}_i| = (\gamma M R^{-1})^{1/2} K_i$.

Для импульсной задачи в безразмерных переменных аналогом функционала (1.13) будет функционал $I = \alpha_0 t_k + \alpha_1 \sum_{i=1}^n K_i$, где t_k – время процесса управления, n – число импульсов. Величины t_k , n заранее не задаются.

Момент фиктивного времени сообщения импульса ускорения, согласно (2.3), определяется из условия $|P^T(\mathbf{u})\mathbf{q}| = \alpha_1 u^2$, которое можно привести к виду

$$q^2 - \frac{1}{4} u^2 (l(\mathbf{u}, \mathbf{v}))^2 - \alpha_1^2 u^2 = 0. \quad (4.1)$$

Направление вектора ускорения от тяги двигателя в момент сообщения импульса совпадает с направлением вектора $P^T(\mathbf{u})\mathbf{q}$.

Из уравнений систем (1.12), (2.1) следует, что при предельном переходе к импульсному ускорению в момент сообщения импульса переменные \mathbf{u} , τ_a , η , ϑ , \mathbf{q} , $l(\mathbf{v}, \mathbf{u})$ остаются непрерывными, а переменные \mathbf{s} , h , $\boldsymbol{\mu}$, \mathbf{v} , (\mathbf{s}, \mathbf{q}) , (\mathbf{v}, \mathbf{q}) испытывают разрыв первого рода или скачок. Обозначим через $\Delta\mathbf{s}$, Δh , $\Delta\boldsymbol{\mu}$, $\Delta\mathbf{v}$ изменение переменных \mathbf{s} , h , $\boldsymbol{\mu}$, \mathbf{v} при сообщении импульса K_i . Вычисляя интегралы от правых частей уравнений систем (1.12) и (2.1) на промежутке действия реактивного ускорения и выполняя предельный переход к импульсному ускорению, получим

$$\begin{aligned} \Delta\mathbf{s} &= \frac{1}{2\alpha_1} \left[\mathbf{q} - \frac{1}{2} l(\mathbf{v}, \mathbf{u}) \mathbf{u}^d \right] K_i; \\ \Delta h &= 2 \frac{(\mathbf{s}, \mathbf{q})}{\alpha_1 u^2} K_i + \frac{1}{2} K_i^2; \\ \Delta\boldsymbol{\mu} &= \frac{1}{\alpha_1 u^2} \left\{ \left[\frac{q^2}{u^2} - (\mathbf{v}, \mathbf{q}) + \alpha_1 \eta K_i \right] \mathbf{u} - \frac{1}{2} l(\mathbf{v}, \mathbf{u}) \mathbf{q}^d \right\} K_i; \\ \Delta\mathbf{v} &= -2 \frac{\eta}{\alpha_1 u^2} \left[\mathbf{q} - \frac{1}{2} l(\mathbf{v}, \mathbf{u}) \mathbf{u}^d \right] K_i. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Векторы \mathbf{u}^d и \mathbf{q}^d ортогональны соответственно к векторам \mathbf{u} и \mathbf{q} и выражаются через них по формулам

$$\mathbf{u}^d = (u_1, -u_0, u_3, -u_2); \quad \mathbf{q}^d = (q_1, -q_0, q_3, -q_2).$$

Значения всех величин в правых частях соотношений (4.2) вычисляются непосредственно перед сообщением импульса. Из условия, что для оптимального процесса $H_{\text{опт}} \equiv 0$, следует, что во все время движения, исключая моменты сообщения импульса ускорения, выполняется соотношение

$$(-\alpha_1 + Q)\mathbf{u}^2 + (\boldsymbol{\mu}, \mathbf{s}) + \frac{1}{2} h(\mathbf{v}, \mathbf{u}) \equiv 0. \quad (4.3)$$

Если момент сообщения импульса не совпадает с начальным или конечным моментом времени, то перед моментом сообщения импульса, кроме соотношения (4.1), должно выполняться соотношение

$$\begin{aligned} & \frac{q^2}{u^2} (\mathbf{u}, \mathbf{s}) + \frac{u^2}{2} l(\mathbf{v}, \mathbf{u}) l(\mathbf{v}, \mathbf{s}) + \\ & + \left(\mathbf{q}, \left[\frac{1}{2} u^2 \boldsymbol{\mu} + (\mathbf{v}, \mathbf{u}) \mathbf{s} - (\mathbf{u}, \mathbf{s}) \mathbf{v} - \eta h \mathbf{u} \right] \right) = 0. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Между двумя последовательными моментами сообщения импульса, т.е. на участках движения

КА только под действием солнечного паруса, фазовые и сопряженные переменные определяются интегрированием систем уравнений (1.12) и (2.1), в которых вектор ускорения от тяги двигателя $\mathbf{p} = 0$.

Первые интегралы, приведенные выше для случая ограниченного ускорения, имеют место и для импульсного ускорения.

Приведенные выше соотношения позволяют свести решение задачи оптимального управления с импульсным реактивным ускорением к решению краевой задачи.

Рассмотрим случай, когда в задаче о выводе КА на орбиту импульсы сообщаются только в начальный и конечный моменты времени. В этой задаче неизвестными являются значения сопряженных переменных $\boldsymbol{\mu}$, \mathbf{v} , η при $\tau = 0$, величины τ_{an} , τ_k и значения импульсов K_n и K_k . То есть, имеются две векторные и пять скалярных неизвестных величин. В скалярной форме имеем всего 13 неизвестных. Для определения этих величин имеются следующие условия: граничные условия (1.16), условия трансверсальности (2.5), условие (4.1) при $\tau = 0$ и $\tau = \tau_k$, условие (4.3), которое можно выполнить при любом $\tau \in (0, \tau_k)$. Всего в скалярной форме получается 13 условий.

Если решение задачи оптимального управления содержит импульсы ускорений во внутренних точках, то для определения “момента” сообщения импульса τ_i и значения величины предыдущего импульса служат условия (4.1) и (4.4).

5. ПРИМЕРЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Для численного решения краевой задачи, к которой принцип максимума Понтрягина сводит решение поставленной задачи оптимального управления, используется комбинация методов Ньютона и градиентного спуска. Система дифференциальных уравнений для определения фазовых и сопряженных переменных интегрируется методом Рунге–Кутты четвертого порядка точности. Использование KS -переменных приводит к улучшению сходимости итерационного процесса при решении краевой задачи оптимального управления. Это связано с тем, что при малой тяге нелинейные слагаемые в системе дифференциальных уравнений (1.12), (2.1) оказываются малыми величинами. Для улучшения сходимости итерационного процесса производилась специальная процедура уточнения моментов разрыва управляющих параметров, чтобы момент разрыва не находился внутри шага интегрирования. Для этого в окрестности момента разрыва управления шаг интегрирования уменьшался. Затем уменьшенный шаг, внутри которого оказывался разрыв управления,

делился на пропорциональные отрезки моментом разрыва.

Ниже приводятся результаты численного решения восьми задач об оптимальном выводе КА на заданную орбиту.

В первых шести задачах рассматривается коррекция угловых элементов орбиты на малые величины. Большая ось и эксцентриситет начальной орбиты и заданной конечной орбиты совпадают. При этом рассматриваются случаи малого (ограниченного) реактивного ускорения центра масс КА и действия солнечного паруса, малого ускорения без солнечного паруса, случаи импульсного ускорения и действия солнечного паруса, импульсного ускорения без солнечного паруса.

В следующих двух задачах (задачи 7 и 8) рассматривается оптимальный перевод КА на новую орбиту, когда все классические элементы начальной и конечной орбиты имеют заметные различия. В этих двух задачах рассмотрены те же комбинации реактивного ускорения центра масс КА и солнечного паруса.

Во всех восьми задачах в начальный момент времени управляемый аппарат находился на орбите, которая определялась следующими классическими элементами:

$$\begin{aligned} a_n = 1.0, \quad e_n = 0.1, \quad I_n = 5.0^\circ, \\ \Omega_{un} = 30.0^\circ, \quad \omega_{pn} = 50.0^\circ. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Истинная аномалия КА на начальной орбите во всех расчетах $\varphi_n = 30.0^\circ$. В начальном условии (5.1) и в последующих соотношениях большая полуось представлена в безразмерном виде, т.е. большая полуось отнесена к значению большой полуоси на начальной орбите. Далее результаты расчетов (координаты положения и проекции вектора скорости и вектора импульса ускорения от тяги) представлены в безразмерных переменных согласно формулам (1.11).

Расчеты выполнялись в декартовой системе координат $Ox_1x_2x_3$, начало которой находится в центре Солнца, а плоскость Ox_1x_2 совпадает, например, с плоскостью орбиты Земли.

Начальное состояние управляемого КА, координаты положения и проекции вектора скорости во всех восьми задачах определяются значениями

$$\begin{aligned} x_1 = -0.313037, \quad x_2 = 0.861812, \quad x_3 = 0.078991, \\ v_1 = -1.037721, \quad v_2 = -0.325439, \quad v_3 = 0.003261. \end{aligned}$$

В первых двух задачах максимальное значение реактивного ускорения $p_{\max} = 0.1$, безразмерная величина d , входящая в формулу (1.4), определяющую тягу солнечного паруса, полагалась равной $d = 0.1$, в пятой и шестой задачах $p_{\max} = 0.01$, $d = 0.005$.

В первых шести задачах КА необходимо перевести на конечную орбиту со следующими классическими элементами:

$$\begin{aligned} a_k = 1.0, \quad e_k = 0.1, \quad I_k = 8.0^\circ, \\ \Omega_{uk} = 32.0^\circ, \quad \omega_{pk} = 46.0^\circ, \end{aligned}$$

при этом весовые множители в функционале (1.13) принимали значения

$$\alpha_0 = 0.05, \quad \alpha_1 = 1.0. \quad (5.2)$$

Результаты численного решения 8-ми задач приведены в табл. 1–5. В таблицах приняты следующие обозначения: ОРУ – ограниченное (малое) реактивное ускорение, ИРУ – импульсное реактивное ускорение, СП – солнечный парус, ИВУ – импульс величины ускорения, ВИУ – величина импульса ускорения, ПП – пассивный полет, $J = \dots$ – значение функционала (1.13), Δt_i – длительность i -го этапа в безразмерном времени, x_1, x_2, x_3 и v_1, v_2, v_3 – координаты центра масс КА и проекции его вектора скорости в конце соответствующего этапа.

Задача 1 (табл. 1). Движение КА управляется ограниченным (малым) реактивным ускорением и солнечным парусом. Оптимальное управление состоит из двух этапов. На первом этапе аппарат управляется только солнечным парусом, на втором этапе – ограниченным реактивным ускорением и солнечным парусом.

Задача 2 (табл. 1). Движение КА управляется только ограниченным реактивным ускорением. Оптимальное управление состоит из трех этапов. На первом этапе КА движется с реактивным ускорением, величина которого максимальна. В конце этого этапа орбита КА определялась следующими значениями классических элементов:

$$\begin{aligned} a_{pas} = 1.002171, \quad e_{pas} = 0.102049, \\ I_{pas} = 5.06244^\circ, \quad \Omega_{upas} = 34.17732^\circ, \\ \omega_{ppas} = 46.01705^\circ. \end{aligned} \quad (5.3)$$

На втором этапе ускорение от тяги двигателя $p = 0$ и аппарат совершает пассивный полет по орбите, которая определяется классическими элементами (5.3). На третьем этапе КА движется с реактивным ускорением, величина которой максимальна.

Суммарная длительность активного полета составила $\Delta t_1 + \Delta t_3 = 0.558321$, величина импульса реактивного ускорения на первом этапе равна 0.007144, на третьем этапе – 0.048688.

Задача 3 (табл. 2). Движение КА управляется импульсным реактивным ускорением и солнечным парусом. Оптимальное управление состоит

Таблица 1.

Задача	Этапы	Δt_i	Координаты x_1, x_2, x_3	Проекции вектора скорости v_1, v_2, v_3
1: ОРУ, СП ИВУ = 0.025454 $J = 0.118252$	1, СП, $d = 0.1$	1.601397	-0.974937, -0.419786, 0.018548	0.292358, -0.882518, -0.095430
	2, ОРУ, СП $p \leq 0.1, d = 0.1$	0.254545	-0.875570, -0.632390, -0.010163	0.483441, -0.781827, -0.129186
2: ОРУ ИВУ = 0.055832 $J = 0.151610$	1, $p_{opt} = p_{max}$	0.071438	-0.386099, 0.865774, 0.080466	-1.006714, -0.402968, 0.020566
	2, $p_{opt} = 0$	1.357228	-1.286831, -0.286831, 0.029121	0.170042, -0.941068, -0.077432
	3, $p_{opt} = p_{max}$ $p_{max} = 0.1$	0.486883	-1.829351, -0.700602, -0.021735	0.543819, -0.734631, -0.128058

Таблица 2.

Задача	Этапы	Δt_i	Проекции imp_i вектора ИРУ	Координаты x_1, x_2, x_3	Проекции вектора скорости v_1, v_2, v_3
3: ИРУ, СП $J = 0.115453$	1, ИРУ	0	0.000589, 0.000140, 0.000619	-0.313037, 0.861812, 0.078991	-1.037131, -0.325580, 0.021356
	2, СП, $d = 0.1$	1.692836	0	-0.942932, -0.502999, 0.010275	0.362565, -0.851710, -0.099735
	3, ИРУ	0	0.004904, -0.002468, -0.029437	-0.942932, -0.502999, 0.010275	0.367470, -0.854177, -0.129173
4: ИРУ $J = 0.138683$	1, ИРУ	0	-0.000727, -0.000399, 0.011423	-0.313037, 0.861812, 0.078991	-1.038445, -0.325838, 0.032159
	2, пасс. полет	1.585268	0	-0.970723, -0.430755, 0.020955	0.301596, -0.893179, -0.080642
	3, ИРУ	0	0.000200, 0.006965, -0.047458	-0.970723, -0.430755, 0.020955	0.301795, -0.886214, -0.128100

из двух импульсов ускорений, первый из которых выполняется в начальный момент времени, второй в конечный момент времени, и одного этапа движения КА под управлением солнечного паруса. Величина первого импульса 0.000866, величина второго – 0.029945.

Задача 4 (табл. 2). Движение КА управляется только импульсным реактивным ускорением центра масс КА. Оптимальное управление состоит из двух импульсов ускорения, первый из которых выполняется в начальный момент времени, второй в конечный момент времени, и одного этапа пассивного движения КА под действием притяжения к Солнцу. В результате действия первого импульса КА оказывается на орбите, которая определяется следующими классическими элементами:

$$a_{pas} = 1.002396, \quad e_{pas} = 0.102269, \\ I_{pas} = 5.13801^\circ, \quad \Omega_{upas} = 36.60555^\circ, \quad (5.4) \\ \omega_{pas} = 43.57026^\circ.$$

Далее аппарат совершает пассивный полет длительностью 1.585268 по орбите с элементами (5.4). Под действием второго импульса КА оказывается на заданной конечной орбите. Величина первого импульса ускорения 0.011452, величина второго – 0.047967.

В следующих четырех задачах КА необходимо перевести на конечную орбиту с классическими элементами $a_k = 1.52$, $e_k = 0.05$, $I_k = 10.0^\circ$, $\Omega_{uk} = 40.0^\circ$, $\omega_{pk} = 60.0^\circ$, с весовыми множителями (5.2) в функционале (1.13) и новыми значениями $p_{max} = 0.01$, $d = 0.005$.

Таблица 3.

Задача	Этапы	Δt_i	Координаты x_1, x_2, x_3	Проекция вектора скорости v_1, v_2, v_3
5: ОРУ, СП $p \leq 0.01$, $d = 0.005$ ИВУ = 0.056279 $J = 0.426228$	1, ОРУ, СП	0.159372	$x_{1n} = -0.313037$,	$v_{1n} = -1.037721$,
	2, СП	0.406840	$x_{2n} = 0.861812, x_{3n} = 0.078991$	$v_{2n} = -0.325439, v_{3n} = 0.003261$,
	3, ОРУ, СП	3.666200	$x_{1k} = -0.987523$,	$v_{1k} = -0.265088$,
	4, СП	3.949749	$x_{2k} = 0.159018, x_{3k} = 0.092499$	$v_{2k} = -0.960093$,
	5, ОРУ, СП	6.587174		$v_{3k} = -0.094687$
	6, СП	6.837068		
	7, ОРУ, СП	7.398773		

Таблица 4.

Задача	Этапы	Δt_i	Элементы орбиты $a, e, I, \Omega_u, \omega_{\pi n}$ в градусах ($a_n = 1.0, e_n = 0.1, I_n = 5.0^\circ, \Omega_{un} = 30.0^\circ, \omega_{\pi n} = 50.0^\circ$)				
			a	e	I	Ω_u	ω_{π}
6: ОРУ $p = p_{\max} = 0.01$ ИВУ = 0.072707 $J = 0.489530$	1, ОРУ	0.161611	0.999657	0.099791	5.0075	30.9694	48.8825
	2, пасс. полет	0.497889	0.999657	0.099791	5.0075	30.9694	48.8825
	3, ОРУ	3.638735	0.997838	0.099523	6.3435	34.7778	43.4996
	4, пасс. полет	4.023727	0.997838	0.099523	6.3435	34.7778	43.4996
	5, ОРУ	6.515021	0.999515	0.100276	7.2898	34.8000	43.0052
	6, пасс. полет	6.859527	0.999515	0.100276	7.2898	34.8000	43.0052
	7, ОРУ	8.336463	1.0	0.1	8.0	32.0	46.0

Задача 5 (табл. 3). КА управляется ограниченным реактивным ускорением и солнечным парусом. Управление состоит из семи этапов. На всех нечетных этапах КА управляется реактивным ускорением и солнечным парусом, на всех четных — только солнечным парусом. В двух последних столбцах табл. 3 указаны координаты и проекции вектора скорости КА в начальный и конечный моменты времени. Суммарная продолжительность действия реактивного ускорения составляет 5.617862.

Задача 6 (табл. 4). Аппарат управляется только с помощью ограниченного реактивного ускорения и совершает семь этапов движения. На всех нечетных этапах КА управляется реактивным ускорением, на всех четных этапах аппарат совершает пассивный полет. В табл. 4 приведены классические элементы орбит в конце активных и пассивных этапов полета. В момент выхода на заданную орбиту положение и вектор скорости КА определяются координатами

$$x_1 = -0.796080, \quad x_2 = -0.743070, \quad x_3 = 0.029275,$$

$$v_1 = 0.581179, \quad v_2 = -0.701451,$$

$$v_3 = -0.126887.$$

Суммарная продолжительность активных этапов управления составляет 7.270687. Проекция вектора ускорения на каждом активном этапе изменялись незначительно. В частности, в начале первого этапа эти проекции при $t = 0$ имели следующие значения:

$$p_1 = 0.000878, \quad p_2 = 0.000107,$$

$$p_3 = 0.009961, \quad |\mathbf{p}| = 0.01,$$

а в конце седьмого этапа при $t = t_k$ эти проекции имели значения

$$p_1 = -0.000419, \quad p_2 = 0.001024,$$

$$p_3 = -0.009939, \quad |\mathbf{p}| = 0.01.$$

Задача 7 (табл. 5). Движение КА управляется с помощью импульсного реактивного ускорения

Таблица 5.

Задача	Этапы	Δt_i	Проекция imp_i вектора ИРУ	Координаты x_1, x_2, x_3	Проекция вектора скорости v_1, v_2, v_3
7: ИРУ, СП $d = 0.05$ $J = 0.415972$	1, ИРУ	0	-0.100790, 0.027571, -0.017959	-0.313037, 0.861812, 0.078991	-1.138511, -0.297869, 0.000942
	2, СП	3.174236	0	-0.754568, -1.400625, -0.103665	0.543272, -0.416694, -0.048537
	3, ИРУ	0	0.123220, 0.038680, -0.078064	-0.754568, -1.400625, -0.103665	0.666492, -0.378014, -0.126601
8: ИРУ $J = 0.420310$	1, ИРУ	0	-0.104026, 0.029748, -0.021136	-0.313037, 0.861812, 0.078991	-1.141747, -0.295691, -0.000399
	2, пасс. полет	3.150247	0	-0.773453, -1.389731, -0.100053	0.537191, -0.426636, -0.047275
	3, ИРУ	0	0.123934, 0.038821, -0.080041	-0.773453, -1.389731, -0.100053	0.661125, -0.387815, -0.127316

центра масс КА и солнечного паруса. Оптимальное управление состоит из двух импульсов ускорений, сообщаемых центру масс КА в начальный и конечный моменты времени, и одного этапа движения КА под действием солнечного паруса. Под действием первого импульса изменяется только скорость КА. Далее КА управляется только тягой от солнечного паруса. На этом этапе координаты КА принимают требуемые значения, проекции его скорости изменяются. Под действием второго импульса ускорения изменяется скорость КА, принимая требуемое значение. Величина первого импульса ускорения 0.106352, величина второго – 0.150908.

Задача 8 (табл. 5). Движение КА управляется только импульсным реактивным ускорением центра масс КА. Оптимальное управление состоит из двух импульсов, сообщаемых в начальный и конечный моменты времени, и одного этапа пассивного движения КА под действием притяжения к Солнцу. Под действием первого импульса изменяется только скорость КА, аппарат оказывается на орбите, которая определяется следующими классическими элементами:

$$\begin{aligned} a_{pas} &= 1.265685, \quad e_{pas} = 0.294470, \\ I_{pas} &= 4.9479^\circ, \quad \Omega_{upas} = 14.2956^\circ, \\ \omega_{upas} &= 71.5112^\circ. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Далее аппарат совершает пассивный полет по орбите с элементами (5.5). В конце этого промежутка положение и скорость движения КА определяется следующими величинами:

$$\begin{aligned} x_1 &= -0.773453, \quad x_2 = -1.389731, \\ x_3 &= -0.100053, \quad v_1 = 0.537191, \\ v_2 &= -0.426636, \quad v_3 = -0.047275. \end{aligned}$$

Под действием второго импульса КА оказывается на заданной конечной орбите. Величина первого импульса 0.110241, величина второго – 0.152556.

Из анализа полученных результатов проведенных расчетов следует, что значения функционала качества процесса управления для КА с импульсным реактивным ускорением центра масс КА всегда меньше значения функционала для КА с ограниченным ускорением и с солнечным парусом и без него соответственно. Для каждого варианта расчета импульс величины ускорения на первом этапе всегда меньше импульса величины ускорения на третьем этапе для ограниченного ускорения и для импульсного ускорения независимо от наличия солнечного паруса. Импульсы величины ускорения для ограниченного и для импульсного ускорений при наличии солнечного паруса всегда меньше импульсов величины ускорения для КА без солнечного паруса соответственно. Промежутки времени, затраченный на весь процесс управления, без солнечного паруса всегда больше промежутка времени для КА с солнечным парусом. Аналогично, промежуток времени, затраченный на весь процесс управления, для КА с ограниченным ускорением всегда больше промежутка времени для КА с импульсным ускорением при наличии солнечного паруса и без него соответственно.

В задачах 1–6 у начальной и конечной орбиты совпадают большие оси и эксцентриситеты соот-

ветственно. На малые величины различаются угловые элементы орбит. В этих задачах рассматривается коррекция угловых элементов орбиты КА. Углы отклонения начальной и конечной орбиты от плоскости Ox_1x_2 малы. Углы отклонения оскулирующих орбит в процессе управления от плоскости Ox_1x_2 также малы. Это подтверждается соотношениями (5.3) и (5.4), где приводятся значения классических элементов орбит пассивного полета. В численном решении задачи 2 компоненты ограниченного ускорения на первом этапе мало изменяются, в частности, при $t = 0$

$$\begin{aligned} p_1 &= -0.011913, & p_2 &= -0.002214, \\ p_3 &= 0.09963, & |\mathbf{p}| &= 0.1. \end{aligned} \quad (5.6)$$

На втором этапе реактивное ускорение отсутствует, КА совершает пассивный полет. На третьем этапе компоненты ограниченного реактивного ускорения также мало изменяются, в частности, при $t = t_k = 1.915561$

$$\begin{aligned} p_1 &= 0.0019136, & p_2 &= 0.014058, \\ p_3 &= -0.098988, & |\mathbf{p}| &= 0.1. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Из соотношений (5.6) и (5.7) видно, что направление вектора реактивного ускорения почти параллельно оси Ox_3 , так как третья проекция этого вектора по своей величине близка к величине вектора. Отсюда следует, что во время процесса управления направление вектора тяги близко к нормали к плоскости оскулирующей орбиты. Этим свойством обладает вектор реактивного ускорения для задач 1–6. Для задач 3 и 4 это видно из табл. 2, в которой приводятся значения проекций вектора импульса реактивного ускорения. Наличие солнечного паруса несколько ослабляет это свойство.

Из сравнения решений задач 5 и 6, в которых $p_{\max} = 0.01$, $d = 0.005$, видно, что наличие солнечного паруса приводит к уменьшению импульса величины реактивного ускорения, промежутка времени процесса управления, величины функционала качества. Из сравнения решений задачи 6 для $p_{\max} = 0.01$ и задачи 2 для $p_{\max} = 0.1$ видно, что уменьшение максимальной величины реактивного ускорения приводит к увеличению импульса величины реактивного ускорения, затраченного на процесс управления, а также к увеличению времени процесса управления и к увеличению числа этапов управления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Задача о выводе КА на заданную орбиту с помощью ограниченного или импульсного реактивного ускорения центра масс КА и солнечного паруса сведена в случае использования комбинированно-

го функционала качества процесса управления и KS -переменных к решению краевой задачи оптимального управления, которая решена численно с помощью комбинации модифицированного метода Ньютона и метода градиентного спуска. Приведены формулы, определяющие изменения фазовых и сопряженных переменных под действием импульса реактивного ускорения. Первые интегралы системы дифференциальных уравнений краевой задачи оптимального управления позволяют перенести часть краевых условий с правого конца траектории на левый конец, а также позволяют осуществить контроль точности численного решения задачи. Приведены результаты расчетов и дан их анализ для восьми вариантов задачи оптимального управления. Сделаны выводы о влиянии на характеристики процесса управления (на величины импульсов реактивного ускорения, длительность процесса управления) наличия солнечного паруса, ограниченного и импульсного реактивного ускорения центра масс КА, справедливые для построенных численных решений 8-ми нелинейных пространственных краевых задач оптимального управления, имеющих высокую размерность.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-01-00205.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Штифель Е., Шейфеле Г. Линейная и регулярная небесная механика. М.: Наука, 1975.
2. Челноков Ю.Н., Сапунков Я.Г. Построение оптимальных управлений и траекторий космического аппарата на основе регулярных кватернионных уравнений задачи двух тел // Космич. исслед. 1996. Т. 34. № 2. С. 150–158. (Cosmic Research. P. 137–145).
3. Сапунков Я.Г. Применение KS -переменных к задаче оптимального управления космическим аппаратом // Космич. исслед. 1996. Т. 34. № 4. С. 428–433.
4. Сапунков Я.Г. Решение задач оптимального управления космическим аппаратом с ограниченной и импульсной тягой в KS -переменных // Мехатроника, автоматизация, управление. 2010. № 3. С. 73–78.
5. Поляхова Е.Н. Космический полет с солнечным парусом: проблемы и перспективы. М.: Наука, 1986.
6. Сапунков Я.Г. Оптимальное управление движением космического аппарата с комбинированной тягой // Математика. Механика. 2009. Вып. 11. С. 129–132.
7. Сапунков Я.Г. Оптимальное управление космическим аппаратом с двигателем ограниченной или импульсной тяги и солнечным парусом // Мехатроника, автоматизация, управление. 2014. № 4. С. 55–61.
8. Сапунков Я.Г., Челноков Ю.Н. Построение оптимальных управлений и траекторий центра масс

- космического аппарата снабженного солнечным парусом и двигателем малой тяги с использованием кватернионов и переменных Кустаанхеймо–Штифеля // Космич. исслед. 2014. Т. 52. № 6. С. 489–499. (Cosmic Research. P. 450–460).
9. Жуков А.Н., Лебедев В.Н. Вариационная задача о перелете между гелиоцентрическими круговыми орбитами с помощью солнечного паруса // Космич. исслед. 1964. Т. 2. № 1. С. 46–50.
 10. Khabibullin R.M. Control program for noncoplanar heliocentric flight to Venus of non-perfectly reflecting solar sail spacecraft // Aerospace and Mechanical Engineering. 2019. V. 18. № 4. P. 117–128.
 11. Macdonald M. Advances in Solar Sailing // Materials of the Third International Symposium on Solar Sailing Glasgow. 2013.
 12. Johnson L., Whorton M., Heaton A. et al. NanoSail-D: A solar sail demonstration mission // Acta Astronautica. 2011. V. 68. P. 571–575.
 13. Mori O., Sawada H., Funase R. et al. First Solar Power Sail Demonstration by IKAROS // Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology. 2010.
 14. Bidy C., Svitek T. LightSail-1 Solar Sail Design and Qualification // Materials of the 41th Aerospace Mechanisms Symposium. 2012. P. 451–463.
 15. Heiligers J., Diedrich B., Derbes B., McInnes C.R. Sunjammer: Preliminary End-to-End Mission Design // Materials of AIAA/AAS Astrodynamics Specialist Conference. 2014.
 16. McInnes C.R. Solar sailing: technology, dynamics and mission applications. Springer Science & Business Media, 2013.

УДК 629.7.087

РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ДВИЖЕНИИ МАЛОГО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА ВОКРУГ ЦЕНТРА МАСС В СОСТАВЕ РАЗВЕРТЫВАЕМОЙ ТРОСОВОЙ СИСТЕМЫ

© 2021 г. Ю. М. Заболотнов*

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева, Самара, Россия

**yumz@yandex.ru*

Поступила в редакцию 12.02.2020 г.

После доработки 08.01.2021 г.

Принята к публикации 22.01.2021 г.

Анализируются резонансные движения малого космического аппарата относительно центра масс при развертывании тросовой системы. Развертывание тросовой системы осуществляется с базового космического аппарата, совершающего движение по околоземной орбите. Малый космический аппарат совершает угловые движения относительно направления троса, причем сила натяжения троса изменяется по заданной программе. Малый космический аппарат представляет собой тело вращения и характеризуется малой статической и динамической асимметриями. Анализируется резонанс низшего порядка, при реализации которого имеет место “лунное” движение космического аппарата относительно направления троса. Для исследования резонансных эффектов используются приближенные нелинейные уравнения движения космического аппарата, полученные методом интегральных многообразий с использованием асимптотического подхода. Получены необходимые условия “захвата” системы в резонанс, то есть условия, при которых возможна реализация длительных резонансных режимов движения космического аппарата. Оценивается величина вероятности “захвата” в резонанс и определены условия, при которых вероятность “захвата” близка к единице. Рассматривается характерная программа выпуска троса, которая анализируется с точки зрения реализации возможных резонансных эффектов. Результаты, полученные с использованием приближенных уравнений движения, подтверждаются численным моделированием по исходным уравнениям углового движения космического аппарата.

DOI: 10.31857/S0023420621040075

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Несмотря на наличие в настоящее время большого количества публикаций, связанных с анализом динамики космических тросовых систем (КТС) различных назначений и конфигураций, исследованиям углового движения космических аппаратов в составе КТС не уделялось достаточного внимания. Хотя понятно, что полное исследование движения систем твердых тел, соединенных тросами, на орбите должно включать в себя как анализ поведения системы в целом (сохранение ее конфигурации с точки зрения положений центров масс твердых тел), так и анализ угловых колебаний тел относительно своих центров масс [1]. Особенно это важно для концевых тел, соединенных с КТС одиночным тросом, для которых устойчивость угловых колебаний относительно направления троса требует отдельного исследования. Кроме того, если в состав КТС входят малые космические аппараты (МКА) или наноспутники (НС), то для них обеспечение устойчивости углового движения усложняется, так как действие любых ма-

лых возмущений (в сочетании с небольшими величинами их моментов инерции) может привести к потере устойчивости их углового движения, когда угол между продольной осью МКА (линией, соединяющей точку крепления троса и центр масс МКА) и направлением троса превысит, по крайней мере, $\pi/2$. Это в свою очередь может привести к ослаблению троса (его провисанию) и соответственно к потере возможности управлять натяжением троса, например, при его выпуске по заданной программе. С другой стороны, использование математических моделей, наиболее полно описывающих движение КТС как распределенных систем [2], предполагает более точное задание граничных условий для описания поперечных и продольных колебаний троса, что естественно зависит от углового движения концевых тел, входящих в состав КТС.

В настоящей работе рассматривается угловое движение МКА в составе КТС при ее развертывании. Тросовая система состоит из базового космического аппарата (БКА), масса которого много

больше массы остальной части системы (троса и МКА). Выпуск троса осуществляется по заданной номинальной программе, которая реализуется с помощью управляющего механизма, расположенного на БКА. Малый космический аппарат, который представляет собой твердое тело, близкое к телу вращения, совершает угловые колебания относительно направления троса. Основными факторами, влияющими на движение МКА относительно направления троса, являются: начальные условия отделения МКА от БКА, программа выпуска троса, наличие малой статической и динамической асимметрий у МКА.

Здесь необходимо отметить, что движение МКА относительно направления троса близко к движению несимметричного волчка Лагранжа относительно неподвижной точки (в данном случае центра масс) [3, 4]. То есть имеется основной восстанавливающий момент от силы натяжения троса (предполагается, что трос натянут), а другие моменты и влияние асимметрии рассматриваются как малые возмущения. При совпадении характерных частот системы (частоты вращения МКА относительно продольной оси и частот, характеризующих прецессию МКА вокруг направления троса) влияние асимметрии усиливается. Это приводит к интенсивному перераспределению энергии колебаний в угловом движении МКА. Например, уменьшение угловой скорости вращения МКА вокруг его продольной оси приводит к увеличению амплитуды колебаний по углу нутации, и наоборот. Особенно опасными является случаи реализации “захватов” в резонанс, когда резонансные соотношения частот поддерживаются длительной время в силу действующих возмущений. Особенностью рассматриваемой задачи является то, что частоты системы зависят от программы выпуска троса, точнее, от изменения силы натяжения троса. Это дает возможность прогнозировать моменты прохождения системы через резонансы, а в некоторых случаях избежать резонансных эффектов. Наличие резонансных эффектов было подтверждено в численных расчетах, представленных в работах [5, 6], однако никакого анализа этих явлений не было сделано.

Для анализа резонансов в рассматриваемой задаче используется приближенная нелинейная система уравнения движения МКА, полученная методом интегральных многообразий, которая в отличие от уравнений, приведенных в [6], получена при наиболее полном учете асимметрий и в форме, удобной для анализа поведения системы в резонансных областях. Уравнения, полученные методом интегральных многообразий, описывают “медленные” (близкие к прецессионным) движения МКА. Такой подход при исследовании резонансных режимов использовался ранее в задаче о движении КА в атмосфере [7, 8], которая также близка к задаче о движении тяжелого твердого те-

ла вокруг неподвижной точки в случае Лагранжа. С помощью построенных уравнений “медленного” движения обнаружены и исследованы основные резонансные эффекты в угловом движении МКА при разворачивании КТС для типичной программы выпуска троса [5, 9]. Получены и проанализированы необходимые и достаточные условия “захвата” системы в резонанс, и выявлены случаи, когда вероятность “захвата” близка к нулю, и когда создаются благоприятные условия для реализации длительных резонансных режимов движения МКА. Полученные оценки и выводы подтверждаются численными результатами по исходным уравнениям движения МКА на тросе.

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ МКА НА ТРОСЕ

Уравнения углового движения МКА на тросе записываются в виде, удобном для применения асимптотических методов [6]

$$\tilde{d}K_x/dt = \Delta M_x^s + \Delta M_x^d, \quad \tilde{d}K_{xt}/dt = \Delta M_{xt}, \quad (1)$$

$$d\omega_{zn}/dt = M_{zn}^t/J + \frac{(K_x \cos \alpha - K_{xt})(K_x - K_{xt} \cos \alpha)}{J^2 \sin^3 \alpha} + \frac{\Delta M_{zn}^d + \Delta M_{zn}^s}{J}, \quad (2)$$

$$d\alpha/dt = \omega_{zn} + \Delta \dot{\alpha}, \quad (3)$$

$$d\phi/dt = K_x/J_x + \frac{K_x \cos \alpha - K_{xt}}{J \sin^2 \alpha} \cos \alpha + \Delta \dot{\phi}_d + \Delta \dot{\phi}, \quad (4)$$

$$d\psi/dt = \frac{K_{xt} - K_x \cos \alpha}{J \sin^2 \alpha} + \Delta \dot{\psi}_d + \Delta \dot{\psi}, \quad (5)$$

где K_x, K_{xt} – проекции вектора кинетического момента МКА на оси систем координат cxz и $cx_t y_t z_t$ (рис. 1), ω_{zn} – угловая скорость вращения МКА в плоскости, проходящей через оси cx и cx_t , α, ψ, ϕ – углы Эйлера (нутации, прецессии и собственного вращения), $J = (J_y + J_z)/2$; J_x, J_y, J_z – осевые моменты инерции МКА в связанной системе координат cxz ; $\Delta \dot{\alpha}, \Delta \dot{\phi}, \Delta \dot{\psi}$ – поправки к производным углов Эйлера, возникающие за счет вращения системы координат $cx_t y_t z_t$ [5], $\Delta \dot{\phi}_d, \Delta \dot{\psi}_d$ – поправки к производным углов Эйлера, возникающие при наличии у МКА инерционной (динамической) асимметрии; $M_{zn}^t = -\Delta x T \sin \alpha$ ($\Delta x > 0$) – восстанавливающий момент от силы натяжения троса; $\Delta M_x^s, \Delta M_{zn}^s$ и $\Delta M_x^d, \Delta M_{zn}^d$ – моменты, определяющие действие статической и динамической асимметрии МКА; ΔM_{xt} – слагаемое, зависящее от угловых скоростей вращения системы координат $cx_t y_t z_t$. Выражения для слагаемых, зависящих от статической и динамической асимметрии МКА, а также для других величин, входящих в

правые части уравнений (1)–(5), приводятся в Приложении.

Правая система координат cx_i, y_i, z_i введена следующим образом [5]: ось cx_i параллельна направлению троса и направлена в сторону БКА, плоскость cx_i, y_i параллельна плоскости, проходящей через геоцентрический радиус-вектор точки крепления троса к БКА и натянутый трос. Углы Эйлера определяют положение связанной системы координат cx_i, y_i, z_i относительно системы координат cx, y, z . Последовательность поворотов: по углу прецессии ψ – вокруг оси cx_i , по углу нутации α – вокруг повернутой на угол ψ оси cz_i , по углу собственного вращения φ – вокруг оси cx .

Форма уравнений (1)–(5) использовалась во многих задачах, в которых рассматривалось вращение твердого тела относительно центра масс для случаев, близких к случаю Лагранжа, например, при движении КА в атмосфере [7, 8]; при движении наноспутников относительно центра на низких орбитах [10]; при разворачивании космической тросовой системы [6], и, наконец, при исследовании резонансных движений волчка Лагранжа [4]. При записи уравнений движения (1)–(5) действием гравитационного момента на движение МКА относительно центра масс пренебрегается.

ПРИБЛИЖЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ СИСТЕМЫ

Для применения асимптотических методов при анализе движения МКА на тросе уравнения (1)–(5) представляются в виде

$$d^2\alpha/dt^2 + F(\alpha, x) = \varepsilon f(\alpha, \varphi, x), \quad (6)$$

$$d\varphi/dt = \omega_\varphi(\alpha, x) + \varepsilon\Phi(\alpha, d\alpha/dt, \varphi, x), \quad (7)$$

$$dx/dt = \varepsilon X(\alpha, d\alpha/dt, \varphi, x), \quad (8)$$

$$\text{где } F(\alpha, x) = -M_{zn}^t/J + \frac{(K_x \cos \alpha - K_{xt})(K_{xt} \cos \alpha - K_x)}{J^2 \sin^3 \alpha},$$

$$\omega_\varphi(\alpha, x) = K_x/J_x + \frac{K_x \cos \alpha - K_{xt}}{J \sin^2 \alpha} \cos \alpha,$$

$x = (K_x, K_{xt}, r)$ – вектор медленных переменных системы, r – вектор медленных переменных, который определяет изменение силы натяжения троса $T(r)$, ε – малый параметр. Вектор r определяется по-разному в зависимости от принятой номинальной программы выпуска троса. В системе (6)–(8) уравнение (5) не рассматривается, так как правые части остальных уравнений не зависят от угла прецессии, и изменение угла прецессии может быть получено после определения

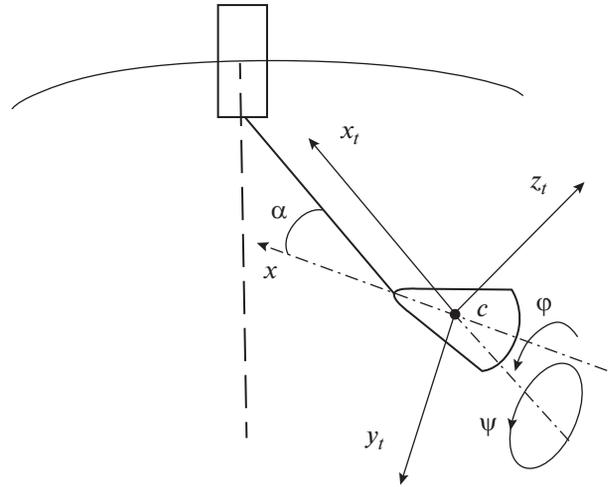


Рис. 1

асимптотического решения через другие переменные системы.

Малый параметр ε введен в систему (1)–(5) формально посредством масштабирования слагаемых, которые определяют действие возмущений. Причем за невозмущенную систему принимается система, описывающая движение статически и динамически симметричного МКА при постоянной силе натяжения троса $T = \text{const}$. В невозмущенном движении компоненты вектора кинетического момента K_x, K_{xt} постоянны, то есть являются интегралами движения системы, что соответствует движению симметричного волчка Лагранжа.

Резонанс низшего порядка системы характеризуется условием $\omega_\varphi(\alpha, x) = 0$, при этом реализуется так называемое “лунное” движение, когда МКА повернут одной стороной к линии троса. Для применения метода интегральных многообразий в резонансном случае, то есть, когда $\omega_\varphi(\alpha, x) = O(\sqrt{\varepsilon})$, система (6)–(8) приводится к сингулярной форме [11]

$$\mu d\omega_\alpha/d\tau + F(\alpha, x) = \mu^2 f(\alpha, \omega_\alpha, \varphi, x), \quad (9)$$

$$\mu d\alpha/d\tau = \omega_\alpha, \quad (10)$$

$$d\varphi/d\tau = \rho(\alpha, x) + \mu\Phi(\alpha, \omega_\alpha, \varphi, x), \quad (11)$$

$$dx/d\tau = \mu X(\alpha, \omega_\alpha, \varphi, x), \quad (12)$$

где $\mu = \sqrt{\varepsilon}$, $\tau = \mu t$ – медленное время, $\rho(\alpha, x) = \mu^{-1}\omega_\varphi(\alpha, x)$.

Методика построения асимптотических решений системы (9)–(12) изложена в работах [4, 11], где осуществляется асимптотическое разделение движений на “медленную” (прецессионную) и “быструю” (нутационную) составляющие. Там же приведены соответствующие теоремы, обосновывающие данную процедуру. Теоремы основыва-

ются на теоретическом материале, изложенном в монографии [12], и адаптированы применительно к системе (9)–(12). В работе [6] на основании асимптотического разделения движений для системы (9)–(12) выделены характерные частоты и определены резонансы, возможные при движении КА на тресе. Там же на основе асимптотического анализа получены приближенные аналитические решения для “быстрых” (нутационных) движений относительно центра масс КА.

Для анализа влияния резонанса $\omega_\varphi(\alpha, x) = 0$ на движение асимметричного МКА на тресе здесь используется “медленная” составляющая решения системы (9)–(12). Такой подход не является новым, так как он использовался ранее для аналогичной системы при движении КА в атмосфере [8]. Наиболее простой вариант “медленных” составляющих решений уравнений движения твердого тела в атмосфере, так называемых квазистатических решений, для малых углов нутации (углов атаки) использовался также для анализа влияния резонансов низшего порядка в работе [7].

Уравнения “медленного” движения системы (9)–(12) с точностью до членов $O(\mu)$ включительно определяются из выражений

$$F(\alpha, x) = 0, \quad (13)$$

$$d\varphi/d\tau = \rho(\alpha, x) + \mu\Phi(\alpha, 0, \varphi, x), \quad (14)$$

$$dx/d\tau = \mu X(\alpha, 0, \varphi, x). \quad (15)$$

В уравнениях (13)–(15) для простоты используются те же обозначения, что и в системе (9)–(12), хотя она описывает лишь “медленную” составляющую ее решений. Предполагается, что алгебраическое уравнение $F(\alpha, x) = 0$ имеет изолированный корень по α при каждом x , и в системе имеется малая диссипация энергии, обеспечивающая убывание амплитуд колебаний “быстрых” движений, соответствующих отклонениям от решений уравнений (13)–(15). Малая диссипация энергии может быть обусловлена, например, трением в специальном шарнире, обеспечивающем связь между МКА и тросом и предназначенном для исключения (или уменьшения) явления скручивания троса. Система (13)–(15) описывает движения МКА на тресе, близкие к его прецессии вокруг направления троса, хотя эти движения отличны от регулярной прецессии симметричного волчка Лагранжа. Это связано с влиянием асимметрии МКА, которая является причиной периодических возмущений при изменении угла φ , причем это влияние усиливается при более медленном изменении угла φ , то есть при прохождении системы через резонансные области ее движения $\omega_\varphi(\alpha, x) = O(\sqrt{\varepsilon})$.

Для приведения системы (13)–(15) к стандартному виду системы с одной фазой и для удобства последующего анализа поведения системы в ре-

зонансной области получим дифференциальное уравнение для угла нутации, соответствующее “медленному” движению системы. Тогда дифференцируя выражение (13), найдем

$$\frac{\partial F}{\partial \alpha} \frac{d\alpha}{d\tau} = -\frac{\partial F}{\partial x} \frac{dx}{d\tau}. \quad (16)$$

При использовании выражения (16) уравнение (13) решается только в начальный момент времени для определения начального условия по углу α .

Для анализа поведения системы в окрестности резонанса система уравнений (14)–(16) с быстрой фазой (которая аналогична по форме частично усредненной системе метода усреднения) стандартным образом приводится к уравнениям движения “маятника” с действующими на него возмущениями [13, 14]

$$\frac{d\alpha}{d\tau} = -\frac{1}{F_\alpha} \left[\mu \frac{\omega^2}{\cos \alpha} f_\alpha \sigma \sin(\varphi + \varphi_1) + \mu \omega_1^2 \Delta \sin \alpha \sin(2(\varphi + \varphi_2)) - \omega^2 \frac{T'}{T} \operatorname{tg} \alpha \right], \quad (17)$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \rho - \mu \frac{f_\alpha}{F_\alpha} \times \left[\frac{\omega^2}{\sin \alpha \cos \alpha} \sigma \cos(\varphi + \varphi_1) + \omega_1^2 \Delta \cos(2(\varphi + \varphi_2)) \right], \quad (18)$$

$$\frac{d\rho}{d\tau} = P(\alpha, \mu, \rho, \varphi), \quad (19)$$

$$\text{где } F_\alpha = \partial F / \partial \alpha = -\omega^2 - \omega_1^2 + 2\omega_2 \omega_a \cos \alpha, \\ T' = dT / d\tau = O(\mu),$$

$$f_\alpha = 2\omega_a + \omega_2 \sin^2 \alpha \cos \alpha, \quad \omega^2 = \Delta x T \cos \alpha / J,$$

$$\omega_{1,2} = (\bar{J}_x \omega_x / 2 \pm \omega_a) / \cos \alpha, \quad \omega_a = \sqrt{\bar{J}_x^2 \omega_x^2 / 4 \pm \omega^2},$$

$$\sigma = \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma_z^2}, \quad \sigma_y = -\Delta \bar{y} - \bar{J}_{xy} / (1 - \bar{J}_x),$$

$$\sigma_z = -\Delta \bar{z} - \bar{J}_{xz} / (1 - \bar{J}_x),$$

$$\cos \varphi_1 = \sigma_y / \sigma, \quad \sin \varphi_1 = -\sigma_x / \sigma,$$

$$\Delta = \sqrt{\Delta \bar{J}^2 + \bar{J}_{yz}^2}, \quad \cos 2\varphi_2 = -\Delta \bar{J} / \Delta,$$

$$\sin 2\varphi_2 = -\bar{J}_{yz} / \Delta,$$

$$P(\alpha, \mu, \rho, \varphi) = \frac{\partial \rho}{\partial \omega_x} \frac{d\omega_x}{d\tau} + \frac{\partial \rho}{\partial \alpha} \frac{d\alpha}{d\tau},$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \omega_x} = (1 - \bar{J}_x / 2 - \bar{J}_x^2 \omega_x / 4\omega_a) / \mu,$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \alpha} = \omega_1^2 \Delta \operatorname{tg} \alpha / 4\mu \omega_a,$$

$$\frac{d\omega_x}{d\tau} = -\frac{\mu}{\bar{J}_x} \left[\omega^2 \sigma \operatorname{tg} \alpha \sin(\varphi + \varphi_1) + \omega_1^2 \Delta \sin^2 \alpha \sin(2(\varphi + \varphi_2)) \right].$$

НЕОБХОДИМЫЕ УСЛОВИЯ “ЗАХВАТА” В РЕЗОНАНС

Уравнения (18)–(19) описывают движения “маятника” в переменных (φ, ρ) при действии малых возмущений. Невозмущенные движения “маятника” описываются уравнением

$$d^2\varphi/d\tau^2 = P(\alpha, T', 0, \varphi), \quad \alpha = \text{const}, \quad (20)$$

$$T' = \text{const}.$$

“Захват” в резонанс соответствует переход “маятника” из области вращений в области его колебательных движений. Следовательно, необходимыми условиями существования “захватов” в резонанс является наличие областей колебательных движений “маятника”. Это условие имеет вид [7]

$$\max_{\varphi} P(\alpha, T', 0, \varphi) \cdot \min_{\varphi} P(\alpha, T', 0, \varphi) < 0. \quad (21)$$

Условие (21) обеспечивает существование положений равновесия “маятника”. При этом на фазовом портрете “маятника” на плоскости (ρ, φ) , который определяется видом его “потенциальной” энергии $\Pi = -\int P(\alpha, T', 0, \varphi) d\varphi + C$ (C – произвольная постоянная), имеются, как известно, особые точки двух типов: “центр” и “седло”. Конкретный вид фазового портрета “маятника” зависит от значений параметров асимметрии МКА σ , Δ и переменных α , T' в момент прохода через резонанс ($\rho = 0$). Функция $P(\alpha, T', 0, \varphi)$ в данном случае имеет вид

$$P(\alpha, T', 0, \varphi) = \frac{\omega^2}{\cos \alpha} \times$$

$$\times \left[K_1(\alpha) \left(\sigma \sin \varphi + \frac{\Delta}{1 - \bar{J}_x} \text{tg} \alpha \sin(2(\varphi + \varphi_2)) \right) + \right. \quad (22)$$

$$\left. + \frac{T'}{2\mu\omega T} K_2(\alpha) \right],$$

$$\text{где } K_1(\alpha) = -\frac{2}{\bar{J}_x} \frac{1 - \bar{J}_x}{2 - \bar{J}_x} \times$$

$$\times \sin \alpha \left[1 - \frac{\bar{J}_x \left((1 - \bar{J}_x) \cos^2 \alpha + 1 \right) \cos \alpha}{2 \left((3 - \bar{J}_x)(1 - \bar{J}_x) \cos^2 \alpha + 1 \right)} \right],$$

$$K_2(\alpha) = -2 \frac{\sqrt{1 - \bar{J}_x}}{2 - \bar{J}_x} \sqrt{\cos \alpha} \times$$

$$\times \left[1 + \frac{(1 - \bar{J}_x) \sin^2 \alpha}{(3 - \bar{J}_x)(1 - \bar{J}_x) \cos^2 \alpha + 1} \right],$$

$$K_3(\alpha) = (3 - \bar{J}_x)(1 - \bar{J}_x) \cos^2 \alpha + 1.$$

При записи выражения (22) полагается $\varphi_1 = 0$, то есть формально изменяется начало отчета угла φ . Структура функции (22) такая же, как для

аналогичной функции, которая используется при анализе резонансных движений волчка Лагранжа при малых углах нутации [3], где в зависимости от значений коэффициентов, стоящих перед тригонометрическими функциями угла φ (их отношений), приводятся все возможные фазовые портреты для невозмущенного “маятника” (20). На рис. 2 изображены положения сепаратрис для типичных фазовых портретов, возможных в рассматриваемой системе (за исключением переходных случаев) в случае, когда выполняется условие (21). Здесь рассматриваются МКА с вытянутыми вдоль оси sx эллипсоидами инерции $\bar{J}_x < 1$. Рис. 2 построен для $T' < 0$, $\bar{J}_x = 0.5$, $\alpha = 0.3$, если $T' > 0$, то положение сепаратрис аналогично, только их петли, ограничивающие области колебательных движений “маятника”, повернуты в другую сторону. При этом рис. 2а соответствует простой асимметрии, когда $\sigma = 0.05$ и $\Delta = 0$, рис. 2б, 2в – сложной асимметрии, когда $\sigma = 0.05$, $\Delta = 0.2$. Причем рис. 2б и рис. 2в отличаются лишь фазой $\varphi_2 = 0$ и $\varphi_2 = -\pi/4$ соответственно.

В частных случаях, когда $\sigma = 0$ или $\Delta = 0$, условие (21) можно записать в аналитическом виде

$$\left| \frac{T' K_2(\alpha)}{2\mu\omega T \sigma K_1(\alpha)} \right| < 1, \quad \left| \frac{T'(1 - \bar{J}_x) K_2(\alpha)}{2\mu\omega T \Delta \text{tg} \alpha K_1(\alpha)} \right| < 1. \quad (23)$$

Из условий (23) можно получить критические значения обобщенных параметров асимметрии σ_* , Δ_* , если левые части соотношений (23) приравнять к 1. В этом случае можно также найти отношение критических значений параметров асимметрии

$$\Delta_*/\sigma_* = (1 - \bar{J}_x)/\text{tg} \alpha, \quad (24)$$

из которого следует, что при малых углах нутации влияние асимметрии σ является определяющим при формировании фазового портрета системы. Однако влияние параметра Δ становится больше, если эллипсоид инерции МКА приближается к сфере $\bar{J}_x \rightarrow 1$.

О ВЕРОЯТНОСТИ “ЗАХВАТА” В РЕЗОНАНС

Выполнение условия (21) не гарантирует “захвата” системы в резонанс, когда фазовая траектория “маятника”, попадая в область колебаний, остается в этой области достаточно длительное время в силу действующих в системе возмущений. В общем случае, как известно, явление “захвата” в резонанс имеет вероятностный характер [15, 16]. Вероятность “захвата” определяется по начальным условиям как предел [16]

$$P_r(M_0) = \lim_{\delta \rightarrow 0} \lim_{\mu \rightarrow 0} \frac{\text{mes} U_v^{(\delta)}}{\text{mes} U^{(\delta)}}, \quad (25)$$

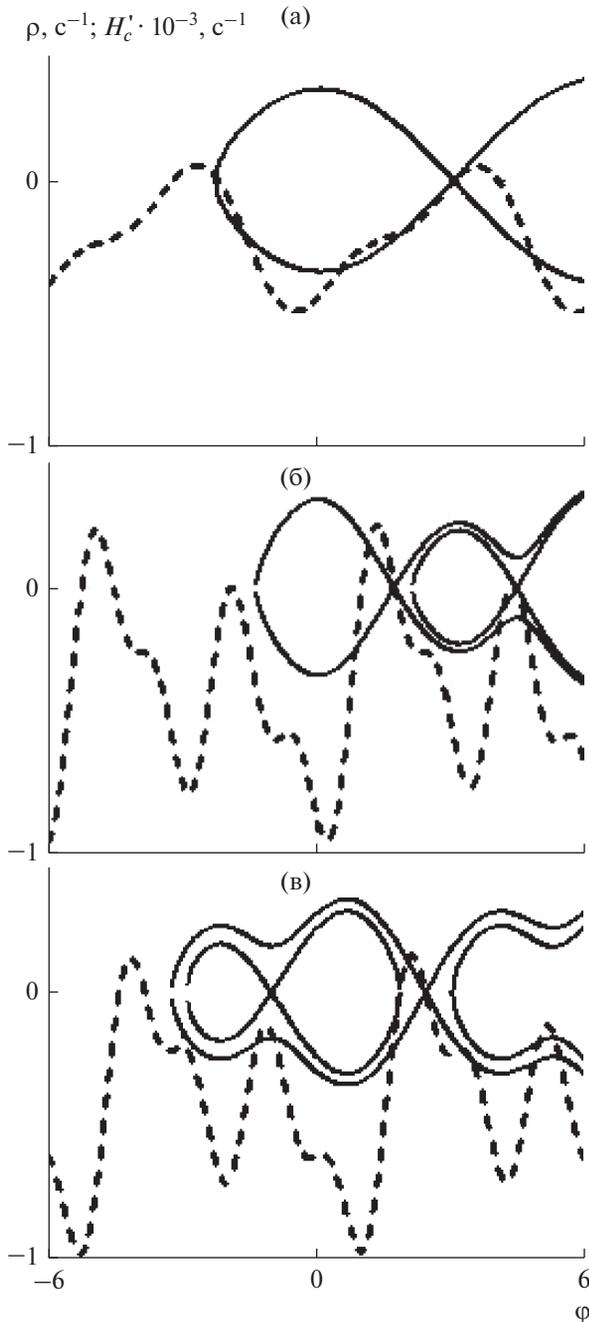


Рис. 2

где $M_0(\alpha_0, \rho_0, \varphi_0)$ – некоторая начальная точка, взятая в области вращений “маятника” (17)–(19), $U^{(\delta)}$ – δ -окрестность точки M_0 , $U_v^{(\delta)}$ – множество точек из $U^{(\delta)}$, для которых траектория системы попадает в области колебаний “маятника”, mes – объем соответствующих областей.

Для оценки вероятности (25) используются величины, связанные с приращениями энергии “маятника”, вычисленные на сепаратрисе l_c невозмущенной задачи [15]

$$\Theta_v = -\int_{l_c} H'_c d\tau, \quad (26)$$

где $H'_c = dH_c/d\tau$ – производная энергии “маятника”, определенная в силу возмущенной системы (17)–(19). Причем энергия определяется как $H_c = \rho^2/2 + \Pi - \Pi_c$, где потенциальная энергия “маятника” Π_c определяется на сепаратрисе невозмущенной системы в момент пересечения траектории резонанса $\rho = 0$.

“Захват” в резонанс возможен только, если $\Theta_v > 0$. В противном случае траектория возмущенной системы покидает область колебаний “маятника” и вероятность “захвата” в резонанс близка к нулю. Если $\Theta_v > 0$, то вероятность “захвата” в резонанс оценивается по формуле [15]

$$P_r = \frac{\Theta_v}{2\pi|M_p| + \Theta_v/2}, \quad (27)$$

где $M_p = \frac{T' \omega K_2(\alpha)}{2\mu T \cos \alpha}$ – “крутящий” момент, действующий на “маятник” (слагаемое в выражении (22), не зависящее от фазы φ).

Вероятность (27) представляет собой отношение фазового объема траекторий “маятника”, входящего в его область колебаний, к полному фазовому объему траекторий, пересекающих резонанс $\rho = 0$. Формула (27) может быть применена для любого фазового портрета системы, изображенного на рис. 2. Если на отрезке $[-\pi, \pi]$ имеется две области колебаний (петель сепаратрис, рис. 2б), то величина представляет собой сумму интегралов (26), соответствующих каждой области колебаний. Если одна область колебаний охватывает две других (рис. 2в), то интеграл (26) берется по внешней сепаратрисе.

Два характерных случая прохода через резонанс ($T' > 0$ и $T' < 0$) существенно отличаются с точки зрения величины вероятности (27). Для оценки величины вероятности необходимо найти производную

$$H'_c = \frac{\partial H_c}{\partial \alpha} \frac{d\alpha}{d\tau} + \frac{\partial H_c}{\partial \varphi} \frac{d\varphi}{d\tau} + \frac{\partial H_c}{\partial \rho} \frac{d\rho}{d\tau}. \quad (28)$$

В момент пересечения резонанса $\rho = 0$ поведение производной (28) как функции $H'_c(\varphi)$ зависит от значений α, \bar{J}_x, T' , а также от обобщенных параметров асимметрии σ, Δ . На рис. 2 показаны функции $H'_c(\varphi)$ (штриховые линии), соответствующие значениям параметров $\sigma, \Delta, \alpha, \bar{J}_x, T' < 0$, для которых построены сепаратрисы. В этом случае, очевидно, что $\Theta_v > 0$, и вероятность “захвата” может быть вычислена по формуле (27). Однако

если пересечение резонанса $\rho = 0$ происходит при $T' > 0$ (значения параметров $\sigma, \Delta, \alpha, \bar{J}_x$ не изменяются), то знак производной (28) меняется на противоположный. Рис. 3 иллюстрирует влияние параметра T' на вид функции $H'_c(\varphi)$ (рис. 3 отличается от рис. 2в только знаком T'), из которого следует, что у функции $H'_c(\varphi)$ изменяется знак, и она симметрично отражается относительно оси ординат. В этом случае $\Theta_v < 0$ и вероятность “захвата” близка к нулю. Параметры $\sigma, \Delta, \bar{J}_x$ качественно не изменяют поведение функции $H'_c(\varphi)$, если для них выполняется необходимое условие существования областей колебаний (21). Так при увеличении значений обобщенных параметров асимметрии σ, Δ в силу вида уравнений движения (17)–(19) и вида функции $P(\alpha, 0, \varphi)$ (22) увеличивается объем областей колебаний “маятника”, а для функции $H'_c(\varphi)$ эти параметры выступают как масштабные коэффициенты, от которых функция $H'_c(\varphi)$ зависит линейно. Здесь необходимо отметить, что если $T' > 0$ (рис. 3), то никакое увеличение асимметрии σ, Δ не может привести к выполнению условия возможности “захвата” в резонанс, так как $\Theta_v < 0$, и модуль величины Θ_v увеличивается.

Однако зависимость вероятности “захвата” в резонанс от значения угла нутации α более сложная, что иллюстрируется рис. 4, 5. Рис. 4 соответствует случаю $T' > 0$, а рис. 5 – $T' < 0$. Причем на рис. 4а и рис. 5а показаны зависимости, когда $\sigma = 0.05, \Delta = 0$, а рис. 4б и рис. 5б соответствуют более сложной асимметрии $\sigma = 0.05, \Delta = 0.2$. В последнем случае имеют место более сложные варианты фазовых портретов (рис. 2б, 2в). На рис. 4, 5 жирные линии соответствуют значению параметра $\bar{J}_x = 0.25$, штриховые линии – $\bar{J}_x = 0.5$, тонкие линии – $\bar{J}_x = 0.8$. Как следует из результатов, представленных на рис. 4, если $T' > 0$, то вероятность захвата увеличивается с увеличением угла нутации α , причем когда $\alpha < 0.3$, то вероятность “захвата” близка к нулю. Это связано с тем, что при малых углах нутации для этого случая величина $\Theta_v < 0$. Наоборот, при $T' < 0$ (рис. 5) наблюдается тенденция уменьшения вероятности “захвата” с увеличением угла нутации α , при этом, если $\alpha > 0.8$, то вероятность “захвата” также близка к нулю. Из приведенных результатов следует, что влияние асимметрии Δ на резонансное движение МКА существенно меньше, чем асимметрии σ . Влияние асимметрий σ, Δ примерно становится одинаковым, если асимметрия Δ в не-

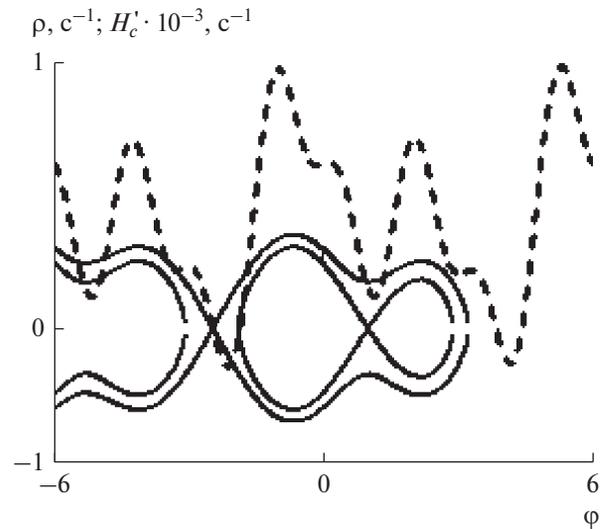


Рис. 3

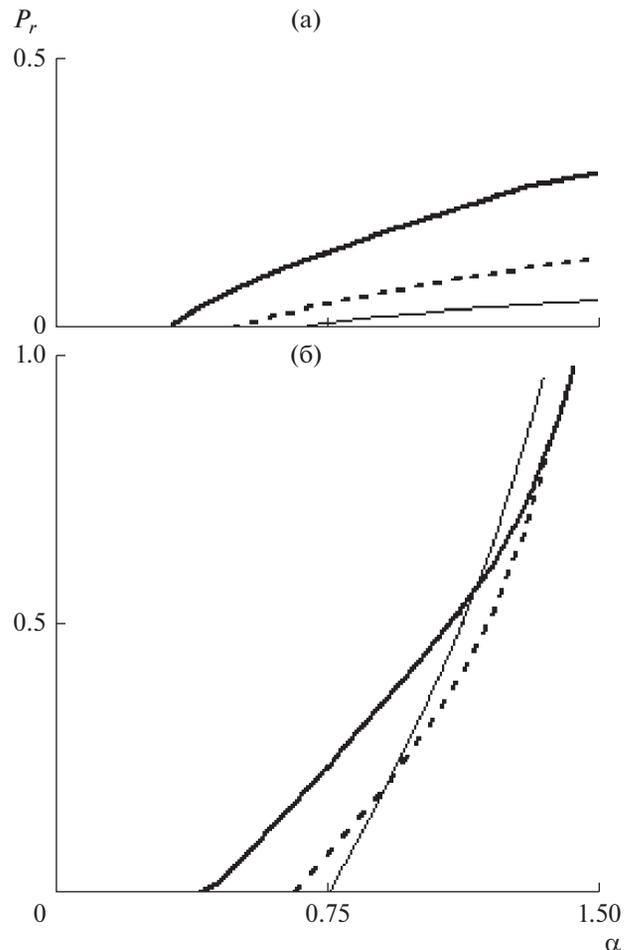


Рис. 4

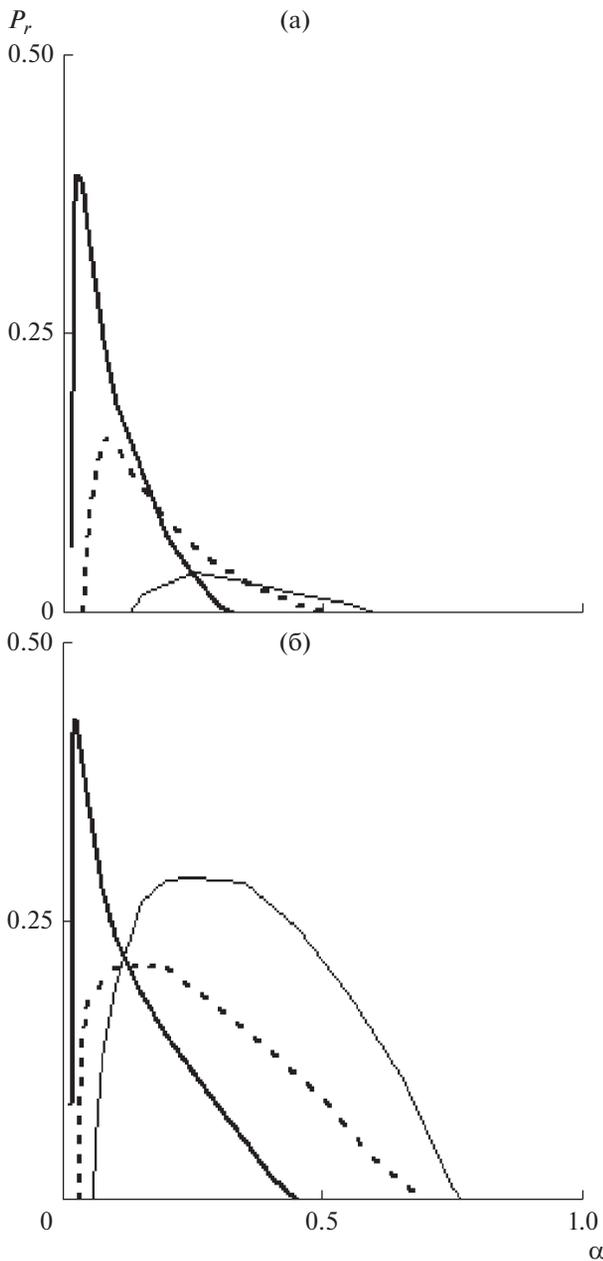


Рис. 5

сколько раз превышает асимметрию σ . Поэтому рис. 4б и рис. 5б построены при $\sigma = 0.05, \Delta = 0.2$.

Здесь необходимо отметить, что графики, представленные на рис. 4 и рис. 5, лишь качественно отражают зависимость вероятности “захвата” от рассматриваемых параметров, так как они соответствуют мгновенному значению интеграла Θ_r . Это связано, прежде всего, с уравнением, которое описывает изменение угла нутации (17). При приближении к резонансу $\rho = 0$ его влияние приводит к возмущению угла нутации, причем это влияние может проявляться даже за предела-

ми резонансной области, размеры которой обычно оценивают величиной $O(\mu) = O(\sqrt{\varepsilon})$ [13]. Это так называемый вторичный резонансный эффект [17, 18], который обнаруживается во втором приближении метода усреднения в нерезонансных областях движения колебательных систем. Причем данный эффект может привести как к увеличению угла нутации, так и к его уменьшению. В первом случае возникает так называемая “положительная обратная связь”, так как увеличение угла нутации приводит к увеличению областей колебаний “маятника”, что естественно увеличивает вероятность “захвата”, с другой стороны во втором случае уменьшение угла нутации наоборот уменьшает вероятность “захвата”. Ниже будет показано, что эти два варианта возмущений угла нутации α также определяются знаком производной T' : при $T' < 0$ угол нутации увеличивается, а при $T' > 0$ — уменьшается. Это увеличивает асимметрию обоих рассматриваемых случаев с точки зрения величины вероятности “захвата” в резонанс.

ПРИМЕР АНАЛИЗА РЕЗОНАНСНЫХ “ЭФФЕКТОВ” ДЛЯ ТИПИЧНОЙ ПРОГРАММЫ РАЗВЕРТЫВАНИЯ КТС

В настоящее время предложено большое количество программ разворачивания КТС, например, [2, 19, 20] и др. Анализ известных программ разворачивания КТС показывает, что все они имеют одну особенность, которая существенно влияет на реализацию явления “захвата” в резонанс. Это связано с тем, что при увеличении длины троса его натяжение, как правило, увеличивается, что связано с увеличением расстояния между концевыми телами в системе. Увеличение расстояния соответственно приводит к увеличению разности гравитационных сил, действующие на концевые тела, и соответственно увеличивает натяжение в тросе. Исключения могут составлять небольшие по протяженности участки разворачивания КТС, которые имеют место или в начале процесса разворачивания, или при переходе от одной программы выпуска троса к другой. Поэтому случай, когда $T' > 0$, является доминирующим при рассмотрении вопросов, связанных с рассматриваемыми резонансными эффектами при разворачивании КТС.

При анализе резонансных эффектов условие пересечения резонансов удобно представить в другом виде, вычислив резонансные значения угловой скорости $\omega_x^{(r)}$ исходя из равенства $\rho = 0$, тогда

$$\omega_x^{(r)} = \pm \omega / \sqrt{1 - \bar{J}_x}, \quad (29)$$

где $\omega = \sqrt{\Delta x T \cos \alpha / J}$.

Поэтому при проходе через резонансы имеем $\omega_x^{(r)} = \omega_x$, а функция $\omega_x^{(r)}(T, \alpha)$ на плоскости переменных (T, α) задает резонансные кривые, при пересечении которых угловой скоростью ω_x возникают резонансные эффекты. Если пренебречь ошибками регулирования при реализации программ развертывания КТС, то сила натяжения троса играет роль медленного времени [6]. Изменение угла нутации в соответствии с приведенными выше математическими моделями (1)–(5) и (17)–(19) является более сложным. Так в соответствии с приближенными уравнениями движения (17)–(19) угол нутации α в нерезонансных областях движения системы является медленно изменяющейся переменной, однако при пересечении резонансов это уже не выполняется, так как при этом имеют место возмущения, которые формируются в течение достаточно небольшого промежутка времени. Аналогично ведет себя угловая скорость ω_x .

Для анализа влияния резонансных эффектов рассматривается динамическая программа запуска троса, состоящая из участков “медленного” и “быстрого” развертывания, близкая к программе, которая была реализована в реальном тросовом эксперименте YES2 [5, 9]. Данная программа включает в себя ряд характерных участков, влияющих на реализацию резонансных эффектов. Эти участки отличаются величиной и знаком производной T' : 1) $T' > 0$ ($\omega' > 0$); 2) $T' < 0$ ($\omega' < 0$); 3) $T' \approx 0$. Причем, как было сказано выше, участки, соответствующие $T' < 0$, являются не продолжительными.

Рассматривается развертывание КТС с базового КА, масса которого много раз больше массы остальных частей системы (6000 кг). Нижний концевой груз – малый КА (20 кг). Уравнений движения, которые описывают номинальное движение центра масс МКА и, следовательно, изменение силы натяжения троса, решаются независимо и имеют известный вид: можно использовать, например, уравнения, приведенные в [2, 5]. Как показано в [5], влияние гравитационного момента на движение МКА для рассматриваемой программы развертывания КТС пренебрежимо мало, даже если рассматривается МКА с вытянутым эллипсоидом инерции ($\bar{J}_x = 0.1$).

Так как резонансные угловые скорости (29) симметричны, то, не ограничивая общности, можно рассматривать движение системы, когда $\omega_x > 0$. Изменение резонансной скорости ($\omega_x^{(r)} > 0$) для рассматриваемой программы развертывания КТС приводится на рис. 6 и 8 (полужирные линии). На рис. 6–9 приводятся также зависимости $\omega_x(t)$ и $\alpha(t)$, определенные в соответствии с моделями (1)–(5) (а) и (17)–(19) (б). Рис. 6, 7 соот-

ветствуют случаю, когда в момент отделения МКА начальный угол нутации мал $\alpha(0) = 0.01$, а для рис. 8, 9 – достаточно большой $\alpha(0) = 1$. При малом начальном угле нутации (рис. 6, 7) “захват” в резонанс имеет место только на участках, когда $T' < 0$ ($\omega' < 0$). С другой стороны при достаточно больших начальных углах нутации (рис. 8, 9) угловая скорость $\omega_x(t)$ находится в окрестности резонансной кривой $\omega_x^{(r)}(t)$ практически на всей траектории развертывания КТС. Это соответствует оценкам вероятности “захвата” в резонанс, полученным ранее (рис. 4, 5), то есть при малых углах нутации вероятность “захвата” близка к нулю, когда $T' > 0$ (рис. 4). Автору не удалось найти траектории системы, для которых имеет место явление “захвата” в резонанс при малых начальных углах нутации, изменяя, например, начальную фазу $\varphi(0) \in [0, 2\pi)$ или с помощью изменения $\alpha(0)$ (до 0.3), хотя при достаточно больших значениях $\alpha(0) > 0.7$ такие траектории легко находятся. Зависимости, приведенные на рис. 6–9, построены при $\bar{J}_x = 0.5$, $\sigma = 0.14$, $\Delta = 0.1$. Как следует из результатов, приведенных на рис. 6–9, приближенные уравнения движения МКА относительно центра масс (17)–(19) качественно правильно описывают процесс “захвата” в резонанс в рассматриваемой системе (1)–(5). Отличие в зависимостях для угла нутации $\alpha(t)$ (рис. 7 и 9) объясняется наличием в исходной системе нутационных колебаний (пограничных членов), которые отсутствуют в приближенных уравнениях (17)–(19), описывающих движение системы по интегральному многообразию (прецессионное движение МКА).

Здесь необходимо отметить характерную особенность зависимостей, представленных на рис. 6–9, а именно: увеличение угловой скорости ω_x , например, при реализации явления “захвата” в резонанс, как правило, сопровождается уменьшением угла нутации α , и наоборот. Причем данный эффект усиливается в резонансных областях движения системы. Поэтому, если “захват” в резонанс происходит при $T' > 0$, то есть когда резонансная угловая скорость $\omega_x^{(r)}$ (а значит и ω_x) увеличивается, то это приводит к уменьшению угла нутации, то есть реализуется “отрицательная обратная связь”. Если “захват” в резонанс реализуется при $T' < 0$, то имеет место обратная картина. Естественно, если “захват” в резонанс происходит при $T' \approx 0$, то угол нутации совершает колебания с почти постоянными амплитудой (рис. 7, 9). Отмеченная зависимость наиболее выражена для случая, когда движение МКА происходит с малыми начальными углами нутации (рис. 6, 7).

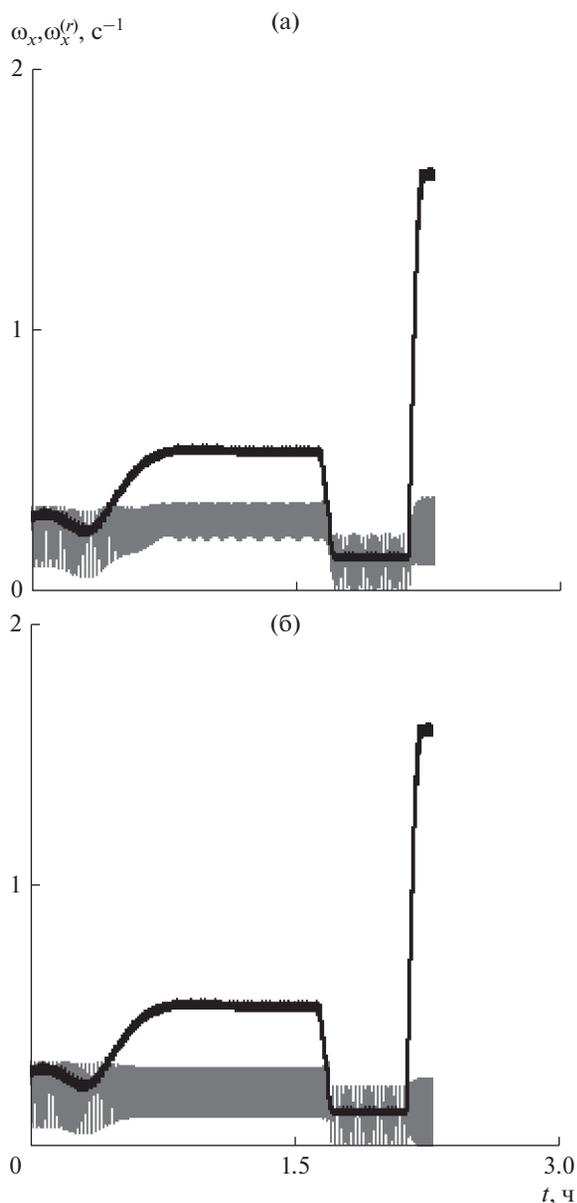


Рис. 6

Анализ резонансных эффектов для случая $\omega_x < 0$, которые возникают при пересечении резонансной кривой $\omega_x^{(r)} < 0$ (29) осуществляется аналогично и приводит к тем же выводам. Только здесь необходимо иметь в виду, что участкам, например, когда $T' < 0$ ($\omega' < 0$), соответствуют наоборот участки увеличения значений $\omega_x^{(r)}$ (по модулю значения уменьшаются). В этом случае зависимости для угловой скорости $\omega_x(t)$, определенные для обоих случаев ($\omega_x > 0$ и $\omega_x < 0$), симметричны относительно оси времени, если изменить знаки начальной угловой скорости $\omega_x(0)$ и производной угла прецессии $d\psi/dt(0)$.

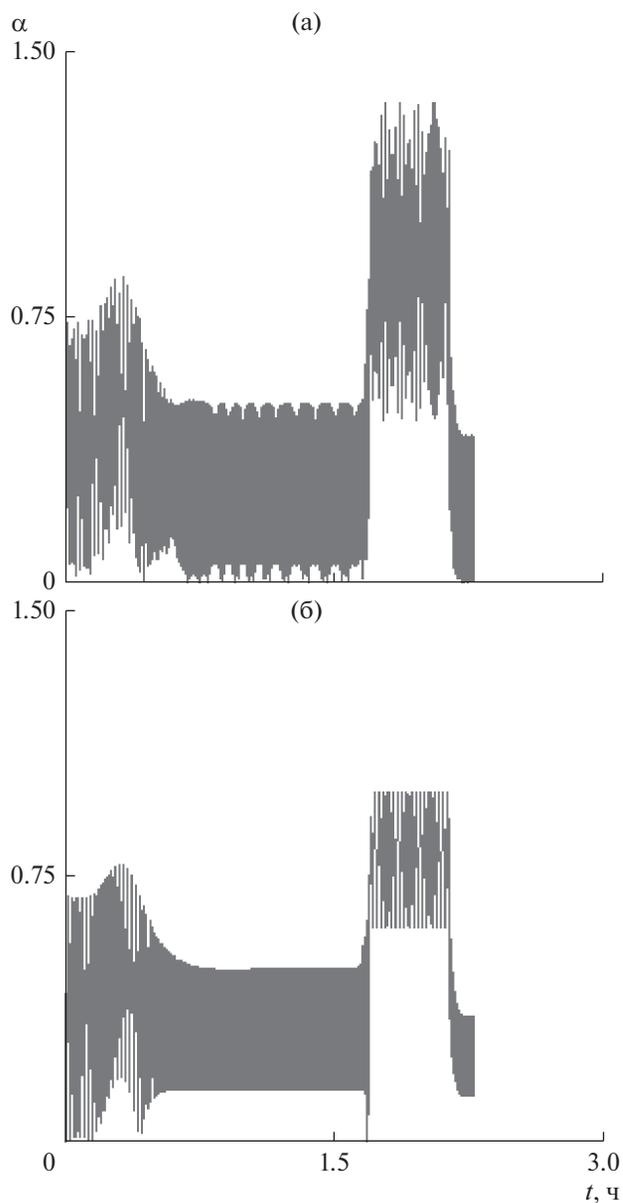


Рис. 7

При анализе угловых колебаний МКА относительно направления троса надо иметь в виду неизбежное наличие в рассматриваемой системе малых диссипативных моментов. Это связано, во-первых, в использовании специальных шарниров в точках крепления троса для исключения его скручивания; во-вторых, в применении пассивных демпфирующих устройств [1, 9] для гашения колебаний в системе; в-третьих, в естественном трении между волокнами троса [2]. С одной стороны наличие диссипативных моментов (даже малых) в системе является теоретическим обоснованием использования метода интегральных многообразий [4, 12, 21]. С другой стороны, возникающие диссипативные моменты влияют на

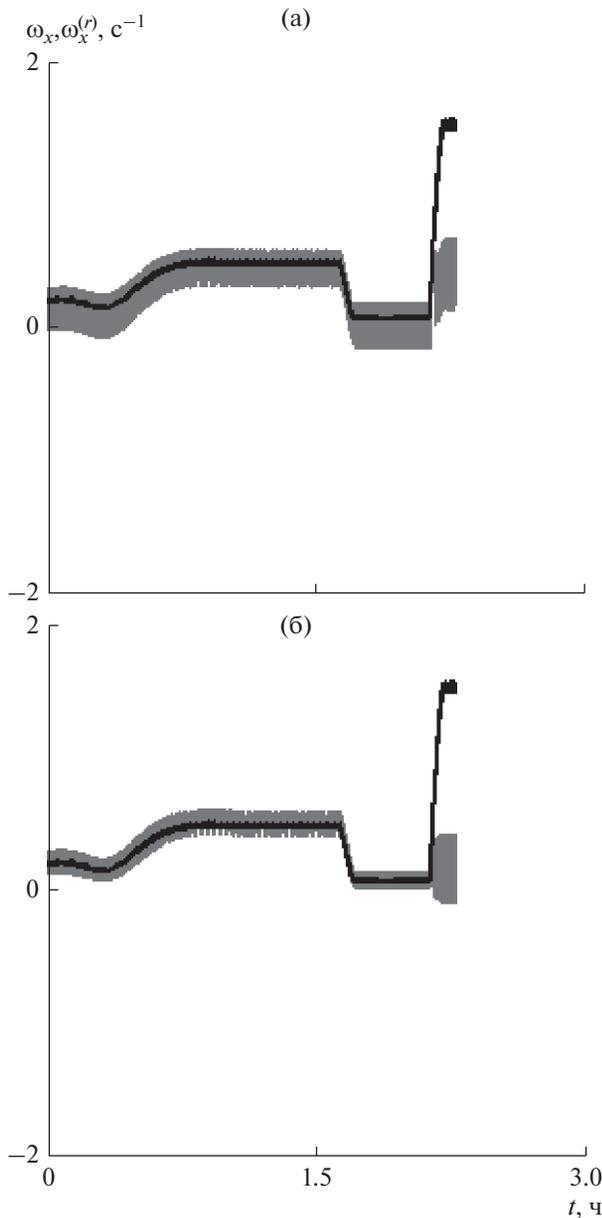


Рис. 8

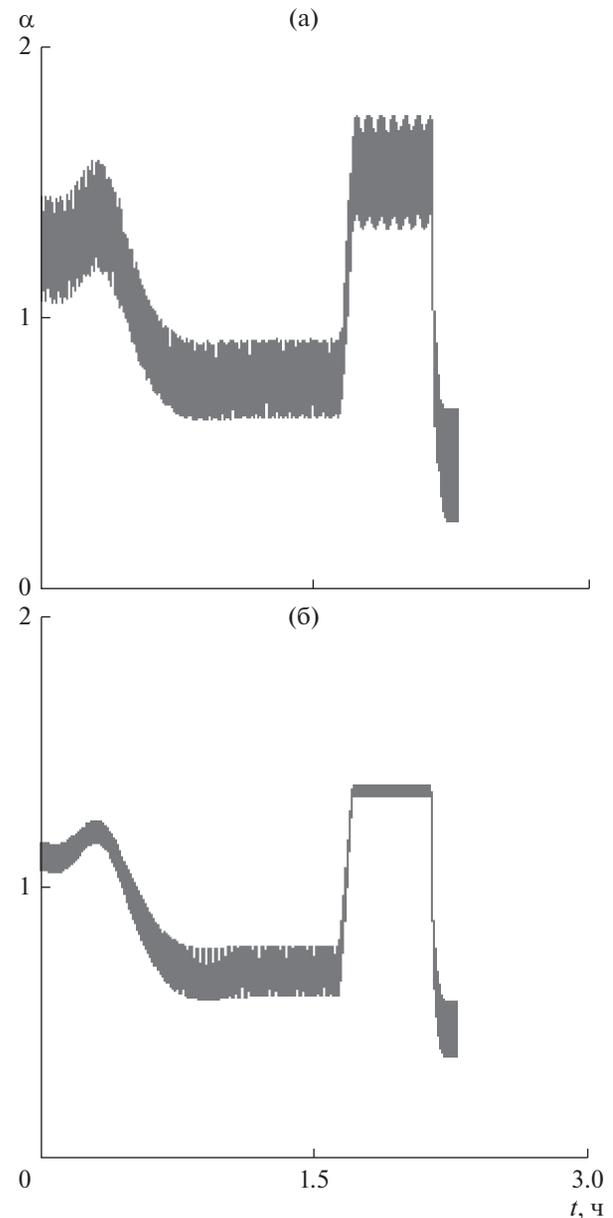


Рис. 9

реализацию резонансных “эффектов” в угловом движении МКА. В данной работе оценка влияния диссипативных моментов осуществлялась на примере демпфирующего момента, действующего в точке крепления троса к МКА. Демпфирующий момент задавался в связанной с МКА системе координат пропорционально угловым скоростям $M_{x,y,z}^\omega = m_{x,y,z}^\omega \omega_{x,y,z}$. Расчеты проводились по исходной модели движения МКА (1)–(5). Было установлено, что достаточно малая диссипация (отношение модуля демпфирующего момента к модулю восстанавливающего момента от силы натяжения троса не превышала 0.1) качественно не изменяет поведение системы в резонансных

областях ее движения. Однако наличие поперечных демпфирующих моментов $M_{y,z}^\omega < 0$ всегда уменьшает угол нутации, что ведет соответственно к уменьшению вероятности “захвата” в резонанс. Влияние малого диссипативного момента $M_x^\omega < 0$, действующего относительно продольной оси МКА ox , неоднозначно, и в ряде случаев может привести к увеличению вероятности “захвата” в резонанс. Это может иметь место, когда начальная угловая скорость $|\omega_x(0)| > |\omega_x^{(r)}|$. В этом случае диссипативный момент уменьшает модуль угловой скорости ω_x и приближает траекторию

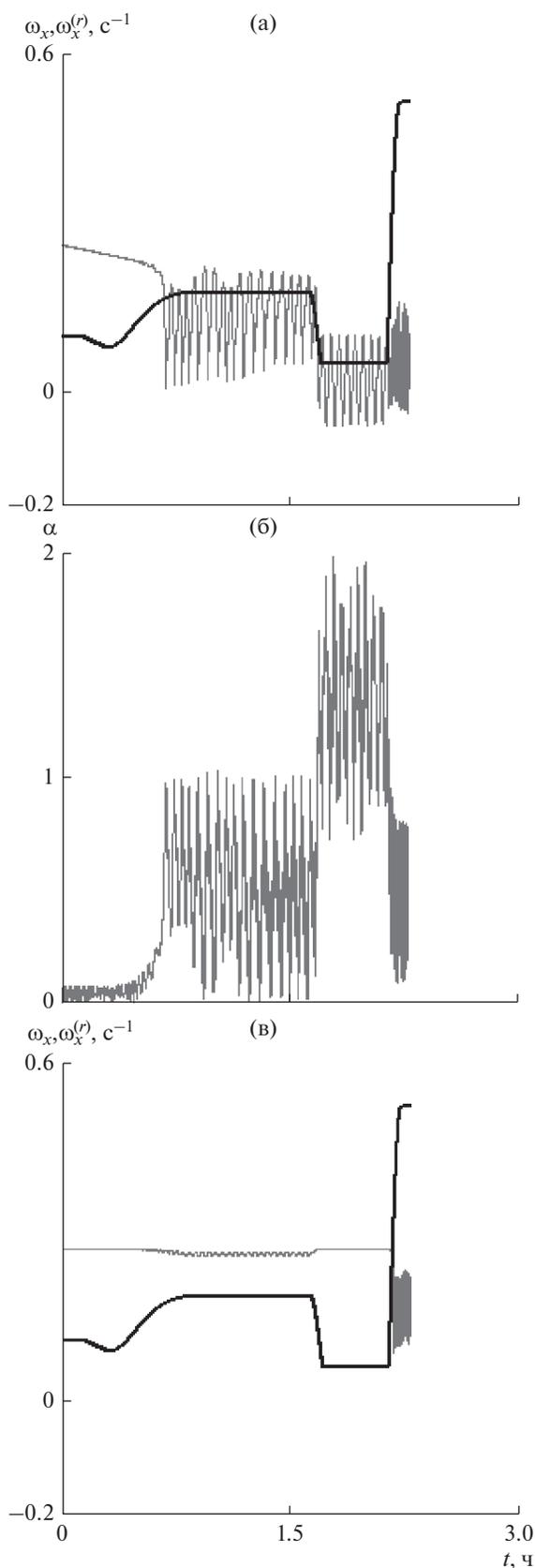


Рис. 10

системы к резонансной области. Кроме того, если при этом угловая скорость ω_x пересекает резонансную кривую $\omega_x^{(r)}(t)$ при $T' < 0$ (резонансная угловая скорость $\omega_x^{(r)}(t)$ приближается к оси абсцисс), то знаки производных функций $\omega_x^{(r)}(t)$ и $\omega_x(t)$ по времени совпадают, и создаются благоприятные условия для “захвата” в резонанс. На рис. 10 приводится пример, который соответствует случаю, когда МКА в момент отделения от базового КА стабилизируется вращением, то есть имеет расчетную не нулевую угловую скорость $\omega_x(0) = 0.25 \text{ c}^{-1}$. Наличие малого диссипативного момента $m_x^\omega = -10^{-5}$ приводит не только к пересечению траектории системы резонансной области, но и к реализации длительного резонансного режима движения системы (рис. 10а), то есть к “захвату” в резонанс. При этом угол нутации увеличивается и превышает $\pi/2$ (рис. 10б). С другой стороны, если формально провести моделирование движения при $m_x^\omega = 0$, то система ведет себя совершенно по-другому, и “захвата” не наблюдается (рис. 10в). Причем угол нутации в последнем случае остается малым (зависимости на рис. 10 построены для начального значения $\alpha(0) = 0.01$) и увеличивается только в конце процесса развертывания КТС (до 0.2) при проходе через резонансную область без “захвата” (рис. 10в).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в работе исследования движения МКА относительно центра масс в составе развертываемой КТС показывают, что наличие резонансных эффектов может существенно повлиять на угловое движение МКА. Это проявляется в нерегулярном поведении угла нутации α (угла между направлением троса и продольной осью МКА) и угловой скорости ω_x при пересечении траекторией системы резонансных областей ее движения. Задание динамической программы развертывания КТС определяет закон изменения силы натяжения троса, от которого в свою очередь зависят значения резонансных угловых скоростей $\omega_x^{(r)}$. Резонансные области движения системы характеризуются условием $\omega_x^{(r)} \approx \omega_x$. При пересечении системы резонансных областей возможно два варианта ее поведения: “быстрый” проход через резонансную область и “захват”, при котором в течение достаточно длительного времени выполняется условие $\omega_x^{(r)} - \omega_x \approx 0$ в силу действующих возмущений. “Захват” в резонанс, как правило, приводит, и это показано на примере типичной программы развертывания КТС, к

недопустимому увеличению угла нутации, когда его значение достигает и даже превосходит $\pi/2$. Данный эффект может привести в общем случае к ослаблению троса (его провисанию), что в свою очередь приведет к потере управляемости при разворачивании КТС.

В работе с помощью приближенной математической модели движения, описывающей поведение системы с учетом резонансов низшего порядка, получены необходимые условия существования длительных резонансных режимов и проведен параметрический анализ вероятности “захвата” системы в резонанс, если необходимые условия выполняются. На основании проведенных исследований может быть построена методика выбора параметров КТС и начальных условий отделения МКА, с помощью которой можно минимизировать влияние резонансных эффектов на его угловое движение, в частности, уменьшить вероятность явления “захвата” в резонанс.

Можно сформулировать следующие выводы, которые непосредственно влияют на реализацию резонансных режимов движения в рассматриваемой системе для заданной программы разворачивания КТС (силы натяжения троса $T(t)$):

1. Естественным способом уменьшения влияния резонансных эффектов на движение МКА является уменьшение величин его асимметрий (параметров σ и Δ), что ведет соответственно к уменьшению объема областей колебаний “маятника” и, следовательно, к уменьшению вероятности “захвата” в резонанс.

2. Обеспечение ограниченных значений угла нутации и угловых скоростей при отделении МКА в общем случае ведет к уменьшению вероятности “захвата”, что непосредственно следует из результатов, представленных на рис. 4 и соответствующих случаю, когда $T' < 0$, имея в виду, что участки, когда $T' < 0$, как правило, не продолжительны.

3. При обеспечении ограниченных значений угла нутации и угловых скоростей МКА при отделении вероятность “захвата” уменьшается, когда параметр \bar{J}_x увеличивается и приближается к 1 (рис. 4), то есть эллипсоид инерции МКА как тела вращения приближается к сфере.

4. Изменяя положение центра масс МКА (Δx) можно соответственно изменять значения резонансной угловой скорости $\omega_x^{(r)}$ (изменяются значения частоты ω), однако такой вариант, конечно, имеет естественные ограничения.

5. Если при отделении МКА будет выполнено условие $|\omega_x(0)| < |\omega_x^{(r)}|$, то наличие даже малого диссипативного момента $m_x^\omega < 0$ может обеспе-

чить отсутствие резонансных эффектов в угловом движении МКА.

6. Начальная стабилизация МКА вращением также может быть положительным фактором, уменьшающим влияние резонансных эффектов, если, например, обеспечить выполнение неравенства $|\omega_x(0)| > |\omega_x^{(r)}|$ в процессе разворачивания КТС.

В заключение необходимо отметить, что изложенный подход для анализа резонансных эффектов может быть использован для многих задач, близких к задаче о движении тяжелого твердого тела вокруг неподвижной точки (близких к случаю Лагранжа) при медленном изменении частот системы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Государственного фонда естественных наук Китая в рамках научного проекта № 21-51-53001.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Слагаемые, входящие в исходные уравнения движения МКА (1)–(5).

$$\begin{aligned} \Delta M_x^d &= \frac{\Delta J}{J} \left\{ 2\omega_{zn} \frac{K_{xt} - K_x \cos \alpha}{\sin \alpha} \cos 2\varphi + \right. \\ &+ \left. \sin 2\varphi \left[\left(\frac{K_{xt} - K_x \cos \alpha}{J \sin \alpha} \right)^2 - \omega_{zn}^2 \right] J \right\} + \\ &+ \frac{J_{yz}}{J} \left\{ -2\omega_{zn} \frac{K_{xt} - K_x \cos \alpha}{\sin \alpha} \sin 2\varphi + \right. \\ &+ \left. \cos 2\varphi \left[\left(\frac{K_{xt} - K_x \cos \alpha}{J \sin \alpha} \right)^2 - \omega_{zn}^2 \right] J \right\} - \\ &- J_{xzn} \frac{(K_{xt} - K_x \cos \alpha) K_x}{J \sin \alpha} - J_{xyn} \frac{K_x}{J_x} \omega_{zn}, \\ \Delta M_{zn}^d &= J_{xyn} \frac{K_x}{J_x} \left[\frac{K_x}{J_x} + \frac{K_x (1 + \cos^2 \alpha) - 2K_{xt} \cos \alpha}{J \sin^2 \alpha} \right] + \\ &+ 2\Delta J \left[\left(\frac{K_x}{J_x} + \frac{K_x \cos \alpha - K_{xt} \cos \alpha}{J \sin^2 \alpha} \right) \times \right. \\ &\times \left(\omega_{zn} \sin 2\varphi + \frac{K_x \cos \alpha - K_{xt} \cos 2\varphi}{J \sin \alpha} \right) + \\ &+ \left. \frac{(K_x \cos \alpha - K_{xt})(K_x - K_{xt} \cos \alpha)}{J^2 \sin^3 \alpha} + \frac{M_{zn}}{J} \sin^2 \varphi \right] - \\ &- J_{yz} \left[2 \left(\frac{K_x}{J_x} + \frac{K_x \cos \alpha - K_{xt} \cos \alpha}{J \sin^2 \alpha} \right) \times \right. \\ &\times \left. \left(-\omega_{zn} \cos 2\varphi + \frac{K_x \cos \alpha - K_{xt} \sin 2\varphi}{J \sin \alpha} \right) - \frac{M_{zn}}{J} \sin 2\varphi \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Delta M_x^s &= T \sin \alpha (\Delta y \sin \varphi + \Delta z \cos \varphi), \\ \Delta M_{zn}^s &= T \cos \alpha (-\Delta y \cos \varphi + \Delta z \sin \varphi), \\ \Delta M_{xt} &= \frac{K_x - K_{xt} \cos \alpha}{\sin \alpha} \Delta \omega_{zt} - J \omega_{zn} \Delta \omega_{yt}, \\ \Delta \dot{\varphi}_d &= \frac{J_{xyn}}{J_x} \frac{2K_x \cos \alpha - K_{xt}}{J \sin \alpha} + \frac{J_{xzn}}{J_x} \omega_{zn} + \\ &+ \frac{J_{yzn}}{J_x} \omega_{zn} \operatorname{ctg} \alpha + \frac{\Delta J_n K_x \cos \alpha - K_{xt}}{J} \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{J \sin \alpha}, \\ \Delta \dot{\psi}_d &= -\frac{J_{xyn}}{J} \frac{K_x}{J_x \sin \alpha} - \frac{J_{yzn}}{J \sin \alpha} \omega_{zn} - \\ &- \frac{\Delta J_n K_x \cos \alpha - K_{xt}}{J} \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{J \sin^2 \alpha},\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}J_{yn} &= J - \Delta J_n, \quad J_{zn} = J + \Delta J_n, \quad J = (J_y + J_z)/2, \\ \Delta J &= (J_z - J_y)/2, \\ J_{xyn} &= J_{xy} \cos \varphi - J_{xz} \sin \varphi, \\ J_{xzn} &= J_{xz} \cos \varphi + J_{xy} \sin \varphi, \\ J_{yzn} &= J_{yz} \cos 2\varphi + \Delta J \sin 2\varphi, \\ \Delta J_n &= \Delta J \cos 2\varphi - J_{yz} \sin 2\varphi,\end{aligned}$$

$\Delta \omega_{yt}, \Delta \omega_{zt}$ – угловые скорости вращения системы координат sx_t, y_t, z_t [5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алпатов А.П., Белецкий В.В., Драновский В.И. и др. Динамика космических систем с тросовыми и шарнирными соединениями. Москва-Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, Институт компьютерных исследований, 2007.
2. Белецкий В.В., Левин Е.М. Динамика космических тросовых систем. М.: Наука, 1990.
3. Заболотнов Ю.М. Резонансные движения статически устойчивого волчка Лагранжа при малых углах нутации // Прикладная математика и механика. 2016. Т. 80. № 4. С. 432–443.
4. Заболотнов Ю.М. Резонансные движения статически устойчивого волчка Лагранжа // Прикладная математика и механика. 2019. Т. 83. № 4. С. 615–635.
5. Заболотнов Ю.М., Наумов О.Н. Движение спускаемой капсулы относительно центра масс при развертывании орбитальной тросовой системы // Космич. исслед. 2012. Т. 50. № 2. С. 177–187. (Cosmic Research. P. 177–187).
6. Заболотнов Ю.М. Применение метода интегральных многообразий для анализа пространственного движения твердого тела на тросе // Механика твердого тела. Известия РАН. 2016. № 4. С. 3–18.
7. Ярошевский В.А. Движение неуправляемого тела в атмосфере. М: Машиностроение, 1978.
8. Заболотнов Ю.М., Любимов В.В. Применение метода интегральных многообразий для построения резонансных кривых в задаче входа КА в атмосферу // Космич. исслед. 2003. Т. 41. № 5. С. 481–487. (Cosmic Research. P. 481–487).
9. Kruijff M. Tethers in Space. Netherlands: Delta-Utec Space Research, 2011.
10. Белоконов И.В., Тимбай И.А., Николаев П.Н. Анализ и синтез движения аэродинамически стабилизированных космических аппаратов нанокласса формата CUBESAT // Гироскопия и навигация. 2018. Т. 26. № 3(102). С. 69–91.
11. Заболотнов Ю.М. Метод исследования резонансного движения одной нелинейной колебательной системы // Механика твердого тела. Известия РАН. 1999. № 1. С. 33–45.
12. Стрыгин В.В., Соболев В.А. Разделение движений методом интегральных многообразий. М.: Наука, 1988.
13. Арнольд В.И., Козлов В.В., Нейштадт А.И. Математические аспекты классической и небесной механики. Т. 3. М.: ВИНТИ, 1985.
14. Журавлев В.Ф., Климов Д.М. Прикладные методы в теории колебаний. М.: Наука, 1988.
15. Нейштадт А.И. Вопросы теории возмущений нелинейных систем. М.: МГУ, 1988.
16. Neishtadt A. Averaging method for systems with separatrix crossing // Nonlinearity. 2017. V. 30. № 5. P. 2871–2917.
17. Садов Ю.А. Вторичный резонансный эффект в двухчастотной системе с быстрыми фазами / Устойчивость движения. Новосибирск: Наука, 1985.
18. Заболотнов Ю.М., Любимов В.В. Вторичный резонансный эффект при движении КА в атмосфере // Космич. исслед. 1998. Т. 36. № 2. С. 206–213. (Cosmic Research. P. 194–201).
19. Ишков С.А., Наумов С.А. Управление развертыванием орбитальной тросовой системы // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета. 2006. № 1. С. 81–90.
20. Заболотнов Ю.М. Управление развертыванием орбитальной тросовой системы, состоящей из двух малых космических аппаратов // Космич. исслед. 2017. Т. 55. № 3. С. 236–246. (Cosmic Research. P. 224–233).
21. Митропольский Ю.А., Лыкова О.Б. Интегральные многообразия в нелинейной механике. М.: Наука, 1973.