

СОДЕРЖАНИЕ

Том 62, номер 4, 2022

Эволюция вертикального токового слоя в холловской плазме солнечной хромосферы в зависимости от направления тока <i>Л. М. Алексеева, С. П. Кшевецкий</i>	411
Вариации космических лучей разной энергии в минимумах циклов солнечной активности <i>В. Г. Янке, А. В. Белов, Р. Т. Гущина</i>	426
Источники длиннопериодных рентгеновских пульсаций перед началом солнечных вспышек <i>И. В. Зимовец, А. Б. Нечаева, И. Н. Шарыкин, Б. А. Низамов</i>	436
Форбуш-эффекты, наблюдавшиеся на космических аппаратах миссии <i>Helios</i> <i>Н. С. Шлык, А. В. Белов, М. А. Абунина, А. А. Абунин, А. Ραραϊοαννου</i>	456
Связь ионосферных индексов <i>IG</i> и <i>T</i> с индексами солнечной и геомагнитной активности <i>М. Г. Деминов, Г. Ф. Деминова, В. Х. Денуев, А. Х. Денуева</i>	464
Прогнозирование геомагнитных бурь на основе нейросетевой цифровой обработки совместных наблюдений мюонного годоскопа УРАГАН и станций нейтронных мониторов <i>В. Г. Гетманов, В. Е. Чинкин, Р. В. Сидоров, А. Д. Гвишиани, М. Н. Добровольский, А. А. Соловьев, А. Н. Дмитриева, А. А. Ковьялева, И. И. Яшин</i>	470
Широкополосные свистовые волны и дифференциальные потоки электронов в экваториальной области магнитосферы за плазмопаузой во время суббуревых инъекций <i>Е. Е. Титова, Д. Р. Шкляр, Ю. Маннинен</i>	482
Сравнение недельных изменений электрической проводимости нижней кромки ионосферы при высыпаниях солнечных протонов 29 сентября и 19 октября 1989 г. <i>М. И. Суховой, В. А. Шишаев, Г. Ф. Ременец</i>	496
Оценка степени ионосферных возмущений по поведению нового ионосферного индекса <i>О. А. Шейнер, Ф. И. Выборнов, А. В. Першин</i>	509
Субавроральное свечение STEVE над Якутией во время суббури: анализ события 1 марта 2017 г. <i>С. Г. Парников, И. Б. Иевенко, И. И. Колтовской</i>	518
Алгоритм компенсации искажений широкополосных сигналов при распространении по спутниковым ионосферным радиолиниям <i>В. В. Батанов, Л. Е. Назаров</i>	528
Ветровые эффекты в термосфере при распространении атмосферных волн, генерируемых тепловым тропосферным источником <i>Ю. А. Курдяева, С. П. Кшевецкий, О. П. Борчевкина, М. И. Карпов</i>	537

УДК 523.98

ЭВОЛЮЦИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО ТОКОВОГО СЛОЯ В ХОЛЛОВСКОЙ ПЛАЗМЕ СОЛНЕЧНОЙ ХРОМОСФЕРЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ НАПРАВЛЕНИЯ ТОКА

© 2022 г. Л. М. Алексеева^{1, *}, С. П. Кшевецкий^{2, 3, **}¹Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), г. Москва, Россия²Балтийский федеральный университет им. И. Канта (БФУ им. И. Канта),
г. Калининград, Россия³Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН (ИФА РАН),
г. Москва, Россия

*e-mail: l.m.alekseeva@yandex.ru

**e-mail: spkshev@gmail.com

Поступила в редакцию 01.07.2021 г.

После доработки 29.11.2021 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

Теоретически изучены последствия поступления слабого магнитного поля в верхнюю хромосферу Солнца. В начальный момент плазма принимается неподвижной и всюду имеющей температуру 50000 К, поле состоит из двух прилегающих друг к другу одинаковых разнополярных магнитных областей с вертикальной зоной контакта. Численно решена полностью самосогласованная 2D-система нелинейных столкновительных уравнений одножидкостной резистивной магнитогидродинамики с учетом эффекта Холла и теплопроводности. Установлено, что в ходе совместной эволюции поля и плазмы пограничный ток, направленный вверх, чаще принимает форму тонкого токового слоя и дольше существует в этом виде, чем пограничный ток, направленный вниз. Однако при токе вниз преобразование энергии магнитного поля в энергию упорядоченных потоков хромосферной плазмы идет эффективнее. В предположении медленного изменения величин по вертикали аналитически найдена область значений параметров, где, независимо от общего вида магнитных неоднородностей, токи вниз деградируют (размываются), а токи вверх резко увеличивают свою плотность. Принципиальная разница в поведении токов возникает в том случае, когда омическая диссипация и снос силовых линий из-за их частичной вмороженности оказывают меньшее влияние на изменения магнитного поля, чем эффект Холла в присутствии градиента плотности плазмы, создаваемого силой тяжести. Показано, что минимальная высота, где реализуется этот случай чистой градиентно-холловской эволюции магнитного поля, соответствует нижней границе короны. Высказано предположение, что омическая диссипация самопроизвольно образующихся концентрированных токов способствует нагреву короны.

DOI: 10.31857/S0016794022030026

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на интенсивность изучения надфотосферных слоев Солнца, неясной остается природа таких важных явлений как нагрев короны, ускорение солнечного ветра, возникновение хромосферных вспышек и др. Полагают, что их существование может быть связано с почти еще не изученными механизмами мелкомасштабной солнечной активности. Современные аппараты дают возможность видеть хромосферу Солнца как бы “через лупу” вплоть до неоднородностей размером в ~100 км. Однако наблюдаемую картину трудно интерпретировать на основе подходов, разработанных в крупномасштабной физике

Солнца. Действительно, “через лупу” видна крайне динамичная среда, плотно заполненная массой движущихся и меняющихся неоднородностей. Некоторые из них существуют какое-то время как правильные образования, однако эти транзитные структуры мало походят на стоящие по отдельности объекты, изучаемые крупномасштабной физикой Солнца (как-то: пятна, шлемовидные структуры и пр.). Наблюдаемое в хромосфере скорее напоминает развившиеся неустойчивости сплошной среды.

Наши работы направлены на выявление причинно-следственных связей в мелкомасштабной активности хромосферы. Предлагаемый подход

исходит из двух положений. Первое – что плазма надфотосферных слоев Солнца структурируется поступающим снизу, через фотосферу, магнитным полем. Второе – что плазме с магнитным полем присущи неустойчивости, а их обстоятельно изучали в рамках лабораторной плазмифики.

Мы решаем задачи с начальными условиями для полностью самосогласованной системы нелинейных уравнений классической столкновительной магнитогидродинамики (МГД). Начальные условия соответствуют появлению в плазме магнитного поля того или иного вида. Численно отыскивая решение, мы исследуем его на устойчивость. Для интерпретации форм и поведения возникающих неустойчивостей используется сопоставление с разработками лабораторной плазмифики. Проведенное этим путем исследование позволяет связать конкретный вид поступившей в верхнюю хромосферу магнитной конфигурации с формами возникающих вследствие этого поступления образований (модификациями ее самой в ходе совместной эволюции с плазмой, результатами развития неустойчивостей и пр.). Знание такой связи будет помогать в расшифровке наблюдательного материала. С другой стороны, в дальнейшем – когда таких нелинейных расчетов с разными типовыми магнитными полями накопится много – можно будет составить представление об аномальных коэффициентах переноса в хромосферной плазме в конкретных ситуациях.

Согласно современным оценкам, 95% магнитного потока, поступающего снизу из фотосферы, не доходят до короны [Прист, 1985; Aschwanden, 2004]. Это значит, что находящаяся между фотосферой и короной хромосфера заполнена разнообразными, в основном горизонтальными, магнитными полями. Так что типичной структурой в верхней хромосфере Солнца должны быть токовые слои (ТС) той или иной ширины и протяженности, соответствующие зонам контакта различных горизонтальных магнитных полей, а в области токов обычно и проявляют себя плазменные неустойчивости. Поэтому нас интересует класс решений вида ТС. В цикле работ по физике хромосферы [Алексеева, 2006; Алексеева и Кшевецкий, 2011, 2013, 2019; Alekseeva and Kshevetskii, 2015] и в данной статье в качестве начальной выбрана магнитная конфигурация, состоящая из двух одинаковых прилегающих друг к другу разнополярных магнитных областей.

Решение 2D-задачи с начальными условиями ведется в предположении, что силовые линии магнитного поля представляют собой горизонтальные параллельные прямые, вдоль которых нет изменений физических величин. Лабораторным аналогом выбранной конфигурации является плоский пинч, и, как и он, она демонстрирует

перетяжечную и изгибную неустойчивости. Но в природной плазме пинч эволюционирует иначе, чем в лаборатории, что порождает не замечаемые в лабораторных установках транзиентные формы. Показано [Алексеева и Кшевецкий, 2011], что пограничный токовый слой (аналог лабораторного плазменного столба с током) может утоньшаться (сжиматься) вдоль всей длины даже при полной начальной сбалансированности магнитного и газового давлений, когда градиент их суммы всюду ноль. Не менее неожиданно, что это целостное по длине сжатие создается перетяжечной неустойчивостью (в лаборатории создающей одну или серию перетяжек, из-за чего и возникло ее название). Причина в том, что в природной плазме отсутствуют электроды. Порождаемые первичной перетяжкой разнонаправленные потоки плазмы коллинеарно электрическому току уходят вдоль всей зоны контакта магнитных областей за пределы магнитной конфигурации. В результате пограничная зона, опустошаясь, сжимается. Соответствующий ей слой тока (ТС), вообще говоря, становится очень тонким токовым слоем (ТТС). Конфигурация реагирует на бернуллиевское падение газового давления в местах наибольшей скорости, и первичная перетяжка раздваивается. После этого направленная к центру конфигурации пара потоков создает вблизи него область повышенной плотности плазмы, своего рода плазмод.

Если ТС горизонтален, то в дальнейшем он порождает характерную симметричную крестообразную фигуру [Алексеева и Кшевецкий, 2011; Alekseeva and Kshevetskii, 2015]. В расчетах с $\beta \sim 1.5-2.3$ процесс прослежен вплоть до взрыва – явления вспышечного характера, когда за время 0.1 с или меньше вдруг резко увеличивается кинетическая температура [Alekseeva and Kshevetskii, 2015]. Если ТС вертикален, то плазмод смещается вдоль него вниз – тонет.

(Отметим, что возникающий ТТС интересен не только как транзиентная структура, открывающая цепь названных превращений, но и сам по себе. Например, ТТС важен в связи с пересоединением. Оно не проявляет себя при нашем подходе, поскольку при пересоединении на одной и той же силовой линии создается разная скорость плазмы, что запрещено принятой 2D-геометрией. Однако выявление физических условий возникновения ТТС дает возможность опосредованно судить о возможности пересоединения).

Из теории лабораторных плазменных каналов известно, что в холловской плазме самопроизвольно и крайне легко возникают резкие скачки магнитного поля или, другими словами, ТТС (см. пионерские труды [Брушлинский и Морозов, 1974; Морозов и Соловьев, 1974], а также работы [Алексеева, 1980; Брушлинский и Ратнико-

ва, 1995, 1997; Alekseeva, 1999] и ссылки в этих изданиях). Это явление, в принципе, представляет большой интерес для физики солнечной атмосферы, где, благодаря нарастанию разреженности, роль эффекта Холла с высотой неизбежно приобретает важность. Классические уравнения столкновительной МГД с учетом эффекта Холла были применены к описанию хромосферной плазмы в работе [Goodman, 2005] (отметим содержащийся в ней исчерпывающий список литературы). Автор задал распределение магнитного поля в виде ТС и поперечный слою поток вещества на бесконечности; затем из стационарной системы уравнений нашел остальные величины. Его расчеты показали, что в хромосфере внутри ТС могут существовать вкрапления плазмы с корональными параметрами. Кроме того, было обстоятельно рассмотрено, как внесение поля и потока меняет коэффициенты переноса. (Следуя названным выше плазмозфизическим работам, мы всюду используем полностью самосогласованную систему классических столкновительных уравнений МГД).

Ниже речь идет о свойствах вертикального ТТС. Как показывают предыдущие работы [Алексеева, 2006; Алексеева и Кшевецкий, 2019], выполненные с учетом эффекта Холла и силы тяжести для случая слабого магнитного поля, при токе *вверх* ТТС может также зафиксировать себя в стационарном (квазистационарном) состоянии. Это происходит, если эффект Холла влияет на изменения магнитного поля намного (заметно) сильнее, чем эффект вмороженности. Установлено также, что возникновение ТТС становится типичным явлением на большой высоте. Приуроченность ТТС к верхней границе хромосферы, где из-за разреженности плазмы эффект Холла сильнее, выглядит парадоксальной, поскольку ранее проведенное моделирование [Алексеева и Кшевецкий, 2019] показало, что, с одной стороны, в бесхолловской плазме за образование ТТС отвечает перетяжечная неустойчивость, а с другой – что именно эффект Холла эту перетяжечную неустойчивость подавляет. Отсюда возникает вопрос о существовании какого-то не известного пока механизма генерирования ТТС самим эффектом Холла.

Для ответа на него в настоящей работе сначала путем численного моделирования исследуются закономерности эволюции начального ТС в присутствии эффекта Холла. Показано, что действительно, благодаря эффекту Холла в ходе эволюции ТС может образоваться вертикальный ТТС. Однако происходит это не всегда. В случае, когда по границе соседствующих разнополярных одинаковых магнитных областей ток течет *вниз* (а не *вверх*, как было в предыдущих работах) начальный токовый слой под влиянием эффекта Холла, наоборот, размывается и деградирует. Во второй

части статьи этот вывод аналитически обобщен на случай начальных магнитных конфигураций произвольного вида; плазма при этом для простоты считается изотермической, а магнитное поле медленно меняющимся по вертикали. Показано, что нижняя граница солнечной короны соответствует высоте, где разреженность солнечной атмосферы становится достаточной для того, чтобы эффект Холла стал определяющим образом влиять на эволюцию магнитных полей, поступивших через фотосферу.

2. УРАВНЕНИЯ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем считать плазму верхней хромосферы столкновительной и квазинейтральной. Примем, что она состоит из протонного и электронного газов с одинаковым парциальным давлением и температурой. Рассмотрим слой с характерным значением температуры плазмы T_* и, соответственно, характерным значением высоты однородной атмосферы

$$H = kT_*/(gm_i), \quad (1)$$

где k – постоянная Больцмана; g – ускорение силы тяжести; m_i – масса протона. Характерную для слоя концентрацию одного вида частиц обозначим N_* .

С приходом того или иного магнитного поля в этом слое начнут происходить согласованные между собою изменения поля и состояния плазмы. Величины T_* , N_* и B_0 , где B_0 – характерное значение модуля магнитного поля в начальный момент, дают базовый набор независимых размерных параметров для теоретического описания этой ко-эволюции. (К набору надо добавить еще и g , если речь идет об астрофизической плазме вообще.) Учтем, что для общей ориентировки в физической ситуации хорошо подходит (безразмерная) величина характерного плазменного параметра

$$\beta_{*0} = \frac{8\pi k N_* T_*}{B_0^2}, \quad (2)$$

и в качестве базовых параметров возьмем тройку T_* , N_* и β_{*0} , которая эквивалентна тройке T_* , N_* и B_0 , т.к.

$$B_0 = \beta_{*0}^{-1/2} \sqrt{8\pi k N_* T_*}. \quad (3)$$

Используем полностью самосогласованную систему классических уравнений одножидкостной МГД с учетом эффекта Холла, магнитной вязкости и теплопроводности [Брагинский, 1963; Брушлинский и Морозов, 1974]. Предполагая, что силовые линии магнитного поля суть горизонтальные параллельные прямые, вдоль них нет

изменений физических величин и отсутствуют компоненты всех векторов, кроме магнитного поля, ограничимся поиском ее двумерного решения. Соответствующая 2D МГД-система уравнений [Брушлинский и Морозов, 1974], куда мы ввели еще силу тяжести, имеет вид¹:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla \left(P + \frac{B^2}{2} \right) - \frac{\beta_{*0}}{2} \rho \mathbf{e}_g, \quad (4)$$

$$\mathbf{e}_g \equiv -\frac{\mathbf{g}}{g},$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \mathbf{v} = 0, \quad P = \frac{\beta_{*0}}{2} \rho T, \quad \gamma = 5/3, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] - \text{rot} \Theta \mathbf{j} + \frac{\xi}{2} \left[\nabla \frac{1}{\rho} \times \nabla (B^2 + P) \right], \quad (6)$$

$$\mathbf{j} = \text{rot} \mathbf{B},$$

$$\begin{aligned} \frac{\beta_{*0}}{2(\gamma-1)} \rho \left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) T \right) + P \text{div} \mathbf{v} = \\ = \text{div} K \nabla T + \Theta j^2 + \\ + \frac{\xi}{2} \left[\frac{\beta_{*0}}{2(\gamma-1)} (\mathbf{j} \cdot \nabla T) + P \text{div} \frac{\mathbf{j}}{\rho} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Входящие в уравнения величины (их обозначения общепринятые) обезразмерены здесь подобно тому, как это сделано впервые в работе [Брушлинский и Морозов, 1974] и применено во всех наших работах. За единицу плотности выбрана величина $\rho_* \equiv m_i N_*$, за единицу длины – высота однородной атмосферы H . Комбинации $B_0^2/(4\pi)$ и

$$v_{*0} \equiv B_0 / \sqrt{4\pi \rho_*}$$

используются как единицы, соответственно, газового давления и скорости плазмы. Соответственно, $t_{*0} \equiv H/v_{*0}$ оказывается единицей времени, а $cB_0/(4\pi H)$ – единицей плотности электрического тока; c – скорость света. В роли коэффициентов уравнений выступают безразмерная константа (указывающая на присутствие эффекта Холла в плазме; исходя из вида, назовем ее *холловским параметром разреженности* плазмы)

$$\xi = \frac{c}{eH} \sqrt{\frac{m_i}{4\pi N_*}}, \quad (8)$$

а также локальные (безразмерные же) магнитная вязкость Θ и теплопроводность K , зависящие от единственной функции $T = T(x, z, t)$:

¹ В работе [Алексеева и Кшевецкий, 2019], к сожалению, допущена опечатка: в третьем члене правой части уравнения динамики магнитного поля (6) отсутствует оператор ∇ перед скобкой $(B^2 + P)$.

$$\Theta \equiv \frac{c^2}{4\pi \sigma H v_{*0}} = \theta_* \beta_{*0}^{1/2} T^{-3/2}, \quad K = \kappa_* \beta_{*0}^{3/2} T^{5/2} \quad (9)$$

(e – заряд позитрона; σ – проводимость плазмы). Постоянные безразмерные множители θ_* и κ_* представляют собою комбинации общефизических констант и базисных размерных газовых параметров T_* и N_* рассматриваемого хромосферного слоя (вид θ_* и κ_* возникает из стандартных классических формул плазменной газодинамики [Прист, 1985; Спитцер, 1965; Aschwanden, 2004; Balescu, 1988] при обезразмеривании уравнений – подробнее см. в любой из работ [Алексеева и Кшевецкий, 2011, 2019; Alekseeva and Kshevetskii, 2015]). Отметим еще полезное для интерпретации проводимого исследования соотношение $\xi/\Theta \equiv \omega_e \tau_e$, где ω_e – частота ларморовского вращения электрона; τ_e – временной интервал его столкновений с протонами [Брушлинский и Морозов, 1974].

Воспользуемся декартовой системой координат (x, y, z) , ось z которой направлена вертикально вверх, ось y совпадает по направлению с \mathbf{B}_0 в магнитной отсчетной точке, а ось x выбрана так, чтобы получилась правая тройка базисных векторов. В этом случае

$$\mathbf{B} = (0, B, 0), \quad \mathbf{v} = (v_x, 0, v_z), \quad \mathbf{j} = (j_x, 0, j_z), \quad \frac{\partial}{\partial y} = 0.$$

Поскольку электрический ток $\mathbf{j} = \text{rot} \mathbf{B}$, имеем

$$\mathbf{j} = -\frac{\partial B}{\partial z} \mathbf{e}_x + \frac{\partial B}{\partial x} \mathbf{e}_z,$$

так что, отметим, в принятой 2D-геометрии линии уровня величины B являются одновременно и линиями электрического тока.

Обратим внимание, что влияние эффекта Холла на изменения магнитного поля осуществляется через третий член правой части уравнения динамики магнитного поля (6) – назовем этот член “*градиентно-холловским*”, чтобы не упускать из виду, что и при малых значениях ξ (т.е. и в сравнительно плотном хромосферном слое) плазма будет вести себя как холловская, если только градиенты величин достаточно резки и ориентированы подходящим образом. Присутствие этого члена в системе уравнений (4)–(7) нарушает ее симметрию относительно замены $B \rightarrow (-B)$. Из-за этого две одинаковые по виду и отличающиеся только знаком \mathbf{B} магнитные конфигурации, оказавшиеся в холловской плазме хромосферы, вызывают разный ход совместной эволюции (ко-эволюции) магнитного поля и плазмы².

² В плазмифике результаты нарушения инвариантности при такой замене в связи с подобной задачей рассматривались в работах [Брушлинский и Морозов, 1974; Алексеева, 1980; Брушлинский и Ратникова, 1995, 1997; Alekseeva, 1999].

Следуя выводам работы [Алексеева и Кшевецкий, 2019], рассмотрим две разнополярные магнитные области, расположенные рядом друг с другом по горизонтали. Мы изучим последствия поступления поля

$$B(x, z)|_{t=0} = -[1 + \zeta \exp(-\zeta)] \operatorname{th}(bX), \quad (10)$$

$$\zeta \equiv Z^2/z_k^2,$$

где $X \equiv x - x_c$, $Z \equiv z - z_c$, $x_c = x_{\max}/2$, $z_c = z_{\max}/2$, $x_{\max} = 0.207$, $z_{\max} = 2.8$,

что соответствует направлению тока вниз в контактном токовом слое между областями, имеющем резкость b и протяженность z_k . Такое поле лишь знаком отличается от уже исследованного в работе [Алексеева и Кшевецкий, 2019]. Плазму в начальный момент считаем всюду неподвижной и имеющей одинаковую по всей расчетной области температуру, так что

$$v(x, z)|_{t=0} = 0, \quad T(x, z)|_{t=0} = 1. \quad (11)$$

Там, где нет магнитного поля, плотность распределена по закону Больцмана

$$\rho_G = \exp[(-Z/H)], \quad (12)$$

что в условиях (11) по второму соотношению (5) соответствует давлению $P_G = \beta_{*0} \rho_G/2$. Пусть в начальный момент газовое и магнитное давления всюду сбалансированы, так что

$$P(x, z)|_{t=0} = P_G(Z) - \frac{B(x, z)^2|_{t=0}}{2}, \quad (13)$$

$$\rho(x, z)|_{t=0} = 2 \frac{P(x, z)|_{t=0}}{\beta_{*0}}. \quad (14)$$

Поставленную задачу Коши (4)–(7) с начальными условиями (10)–(14) решим путем численного моделирования.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ. ДОСТОИНСТВО МЕТОДА

Наша расчетная область охватывает 280 км по горизонтали и 3920 км по вертикали сеткой 80×247 узлов соответственно. При доступной в таком моделировании резкости b магнитной конфигурации (10) градиентно-холловский член будет ощутим в (6) лишь при работе с достаточно разреженной плазмой. Учитывая, что хромосфера, по современным источникам [Priest, 2014], может простираться вплоть до высоты 15000 км, будем иметь в виду ее верхний слой; концентрацию протонов в нем рассчитаем, исходя из того [Demoulin and Klein, 2000], что в нижнем слое полностью ионизованной хромосферы эта величина составляет 10^{15} м^{-3} (это слои Π^{II} и Π^{I} по тер-

минологии работы [Алексеева и Кшевецкий, 2019]). С заданием размерного параметра $T_* = 50000 \text{ К}$, а $\beta_{*0} = 7.5$ определяются величины всех параметров и множителей в задаче Коши (4–7, 10–14).

Решение задачи проводится численным конечно-разностным консервативным методом, который был специально разработан для солнечной плазмы и воплощен в программе PLASMAT [Кшевецкий, 2013]. Формулы численного интегрирования по своей структуре напоминают формулы метода Лакса–Вендроффа, но на первом полушаге применяются неявные аппроксимации. Метод аппроксимирует уравнения со вторым порядком точности по времени и пространству. Для аппроксимации пространственных производных используются центральные разности, поэтому схема не обладает численной вязкостью (аналогично [LeVeque, 1992; Thomas and Roe, 1993]). Особенностью метода является его способность автоматически строить обобщенные негладкие решения, начиная с момента, когда решение со временем теряет гладкость. Поэтому мы можем сравнительно долго отслеживать ход совместной эволюции плазмы и магнитного поля – начиная от гладких начальных распределений физических величин и включая стадию, когда под влиянием нелинейных процессов возникают и действуют резкие неоднородности (фронты, мелкомасштабная турбулентность и т.п.).

Более того, при работе данного алгоритма сеточные возмущения нарастают медленно. На временном интервале их малости они играют роль возмущений, которые провоцируют развитие физических неустойчивостей, свойственных данной магнитной конфигурации. Так, магнитное поле, в начальный момент, согласно (10), антисимметрично относительно оси $X = 0$, в точном решении (4–7, 10–14) должно было бы таким и оставаться, однако при численном решении таковым не остается, поскольку развивается изгибная неустойчивость, присущая этой конфигурации как плоскому пинчу. Поэтому в нашем моделировании, как и в реальной природе, процесс, соответствующий точному решению задачи Коши (4–7, 10–14), подвергаясь возмущениям, проявляется вместе со своими (физическими) неустойчивостями. Таким образом, решая задачу путем численного моделирования, мы одновременно исследуем ее решение на устойчивость.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

При названных выше значениях базовых параметров N_* , T_* , β_{*0} размерная единица скорости и размерная единица времени составляют, соответственно, $v_{*0} = 10.5 \text{ км/с}$ и $t_{*0} = 2.2 \text{ мин}$. Моделиро-

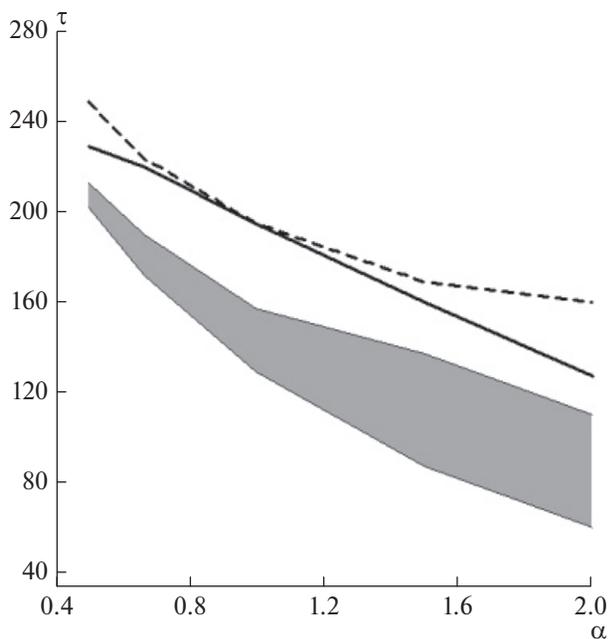


Рис. 1. Время существования транзитной структуры вида ТТС в зависимости от резкости α магнитной конфигурации: для ТТС \uparrow – интервал между нижней и верхней границами заштрихованной области; для ТТС \downarrow – интервал между жирной сплошной и пунктирной кривыми.

вание отражает (~4.4–5.3)-минутные эволюции областей. Представив при описании результатов безразмерное время t величиной $\tau \equiv t/0.008$, мы следим за ко-эволюцией поля и плазмы вплоть до значений $\tau \sim 250\text{--}300$. Как и в работе [Алексеева и Кшевецкий, 2019] (где рассматривались конфигурации с током вверх при их вертикальной протяженности $z_k = 0.34$ в выражении (10) для начального магнитного поля), решения здесь получены для резкости $b \equiv \alpha q$, где

$$q = 130, \quad \alpha = \frac{1}{2}, \frac{1}{1.5}, 1, 1.5, 2, \quad (15)$$

однако теперь ток на вертикальной оси конфигурации направлен вниз.

Обнаружено, что при одних и тех же ξ , Θ , K в задаче (4–7, 10–14) свойства решений с пограничным током вверх (ТТС \uparrow) и вниз (ТТС \downarrow) неодинаковы.

4.1. Разная способность токов вверх и токов вниз создавать тонкие токовые слои

Бросается в глаза неодинаковая способность ТТС \uparrow и ТТС \downarrow создавать транзитные структуры в виде тонкого токового слоя (ТТС) – соответственно, тонкого токового слоя с током вверх (ТТС \uparrow) и тонкого токового слоя с током вниз (ТТС \downarrow). Прекращение существования ТТС мы

определяли по моменту появления первых признаков развития на нем изгибной неустойчивости. В ходе эволюции ТТС \downarrow позже и на более короткое время приобретают вид ТТС \downarrow (рис. 1).

4.2. Различие транзитных форм при эволюции ТТС \uparrow и ТТС \downarrow

Эволюция ТТС \uparrow идет монотонно вплоть до момента появления изгибной неустойчивости, тогда как эволюция ТТС \downarrow на начальном этапе имеет хаотически колебательный характер.

О пространственном распределении магнитного поля удобно судить по полутоновым артам; напомним, что в принятой 2D-геометрии линии одинаковых значений B соответствуют линиям электрического тока (рис. 2). На картах тоже видна зависимость хода эволюции поля от направления начального тока. К тому времени (см. положение экстремумов на рис. 2а, 2б и 3а, 3б), когда ТТС \uparrow , сузившись, становится ТТС \uparrow , ТТС \downarrow демонстрирует даже некоторое утолщение (экстремумы расходятся на большее расстояние), но позже и он образует ТТС \downarrow (рис. 3в, 3г).

Под ТТС \uparrow располагается дополнительная четкая структура в виде свисающего “хобота” или “ствола” какого-то оружия (верхние рис. 3в, 3г; возможно, с этим явлением связаны сообщения СМИ о неких “искусственных объектах”, “откачивающих энергию” из Солнца или “стреляющих” в него [Алексеева и Кшевецкий, 2013]). Под ТТС \downarrow мы видим нечто вроде наконечника стрелы (нижние рис. 3в, 3г).

4.3. “Бесхолловские” черты в эволюции ТТС \downarrow

Наличие “стрелы” (или “всплеска”, если стрела недостаточно развилась) является зримым свидетельством действия перетяжечной неустойчивости. Действительно, как говорилось в п. 1, первичная перетяжка в природных условиях астрофизической плазмы через некоторое время раздваивается, благодаря чему в область между перетяжками подкачивается вещество. В конфигурациях с горизонтальной осью получившийся плазмод в дальнейшем оказывается сердцевиной, симметричной относительно обеих осей крестообразной структуры [Алексеева и Кшевецкий, 2011; Alekseeva and Kshevetskii, 2015]. Когда ось вертикальна, плазмод (видимый на картах как серое пятно на оси из-за близости B к нулю внутри него – см. нижние рис. 3в, 3г) тонет, создавая “стрелу”/“всплеск” под магнитной конфигурацией. Однако все эти образования в полной мере генерируются полями пинчового типа лишь при отсутствии эффекта Холла, поскольку последний действует в сторону подавления перетяжечной неустойчивости (см. в работе [Алексеева и Кшевецкий, 2019] рис. 7, 8 и комментарий к

ним). Таким образом, наш численный эксперимент приводит к выводу, что в абсолютно одинаковых условиях $ТС\downarrow$ в меньшей степени испытывает действие эффекта Холла, чем $ТС\uparrow$.

Еще одно “бесхолловское” качество свойственно $ТС\downarrow$. По сравнению с $ТС\uparrow$, при $ТС\downarrow$ магнитная энергия эффективнее превращается в энергию упорядоченного движения плазмы (рис. 4). Основное различие наблюдается в скорости вертикального движения вниз (ср. жирные пунктирные кривые на панелях *a, б* рис. 4). Повышенная скорость вниз в случае $ТС\downarrow$ связана с тонущим плазмойдом и говорит о действии порождающей его перетяжечной неустойчивости, развитию которой в случае $ТС\uparrow$ мешает эффект Холла.

4.4. Контрольный численный эксперимент

Проведенное моделирование выявило разнообразные отличия эволюции $ТС\uparrow$ и $ТС\downarrow$ в холловской плазме хромосферы. Однако осталось неясным, каким образом эффект Холла эту разницу создает. Мы не можем непосредственно выявить специфику собственного воздействия эффекта Холла на эволюцию \mathbf{B} простым повторением численного решения системы (4)–(7) при “отключении” всех членов правой части уравнения (6), кроме градиентно-холловского члена с ξ (далее для краткости, *холловского*): наша система полностью самосогласована, и поэтому заранее нет оснований пренебрегать другими членами по сравнению с холловским. Чтобы отделить действие эффекта Холла от других факторов, придется привлекать комплекс результатов ранее проведенных исследований.

В работе [Алексеева, 2006] стационарное решение системы (4)–(7), записанной для $\kappa_* \rightarrow \infty$ в (7) (изотермичной плазмы) и произвольных значений остальных параметров, найдено аналитически путем разложения в ряд (4)–(7) по обратным степеням большого β_{*0} в предположении медленных изменений величин вдоль вертикали

$$\partial/\partial z \ll \partial/\partial x. \tag{16}$$

Оказалось, что стационарное решение всегда соответствует токовому слою с током *вверх*. В качестве условия существования решения выступил такой набор параметров, при котором холловский член в правой части уравнения (6) значительно превосходит конвективный член, отвечающий за вмороженность магнитного поля (или кратко: магнитное поле оказывается над-конвективным). Исходя из установленного набора значений параметров, (квази)стационарное решение удалось получить в контрольном численном эксперименте работы [Алексеева и Кшевецкий, 2019],

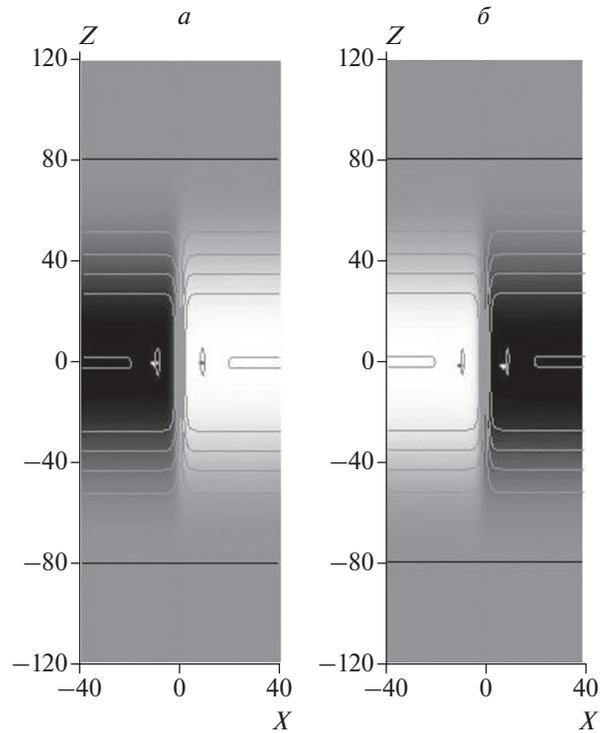


Рис. 2. Полутоновые карты распределения начального магнитного поля $\mathbf{B}|_{\tau=0}$ в перпендикулярной вектору \mathbf{B} плоскости для $\alpha = 1.5$ при $ТС\uparrow$ (а) и $ТС\downarrow$ (б). Светлые (темные) тона соответствуют $B > 0$ ($B < 0$), интенсивность цвета отражает величину B . На каждой карте тонкими линиями нанесены контуры уровней $\pm 1, \pm 0.8, \pm 0.6, \pm 0.4, \pm 0.2, 0$ величины B (в принятой двумерной геометрии они же одновременно являются линиями электрического тока). Яркая белая точка отмечает местоположение минимума величины, яркая черная – максимума. Изображение растянуто в 4.4 раза по горизонтали. Толстые черные линии ограничивают область, которую мы будем воспроизводить на аналогичных картах ниже.

несмотря на то, что плазма уже не была изотермичной, а соотношение (16) выполнялось только в центральной части счетной области.

Очевидно, стационарность над-конвективного решения означает, что в (6) омические потери уравновешены действием холловского члена, последний же пропорционален величине ξ . Проведя численный эксперимент с большим значением ξ , чем было при квазистационарности, мы увидим, как выглядит нестационарная эволюция в над-конвективном над-омическом режиме – т.е. под преимущественным влиянием холловского члена в (6). Рисунок 5 представляет результаты численного эксперимента со значением ξ в 1.3 раза большим, чем использованное в работе [Алексеева и Кшевецкий, 2019] при получении квазистационарного решения. Оказывается (рис. 5а, 5б), что собственное воздействие эффекта Холла на совместную эволюцию поля и плазмы выражается

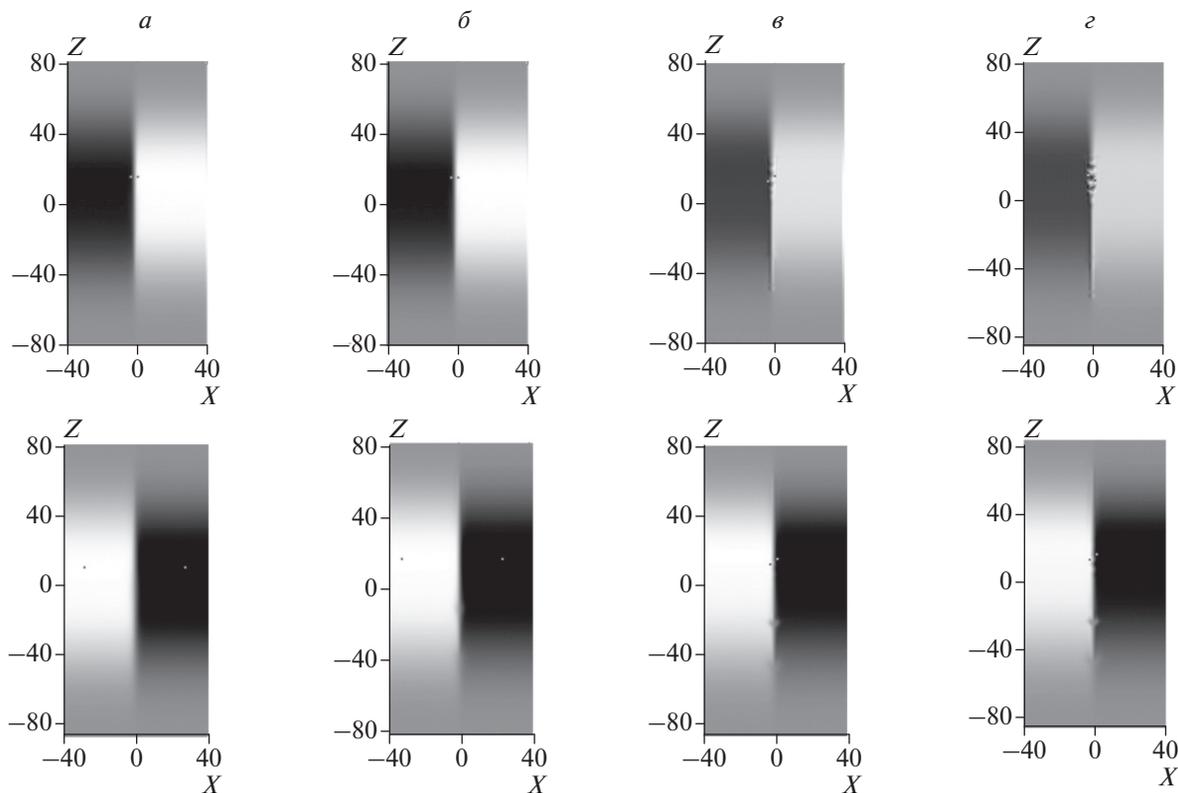


Рис. 3. Полутоновые карты распределения B в перпендикулярной вектору \mathbf{V} плоскости для $TC\uparrow$ (вверху) и для $TC\downarrow$ (внизу) в четыре момента времени, соответствующие ординатам точек на рис. 1 при значении абсциссы $\alpha = 1.5$ (на том же рисунке) у двух огибающих заштрихованной области, а также у жирной сплошной и пунктирной кривых: $\tau = 87$ (*a*), $\tau = 137$ (*б*), $\tau = 160$ (*в*) и $\tau = 169$ (*г*). Светлые (темные) тона соответствуют $B > 0$ ($B < 0$), интенсивность цвета отражает величину $|B|$. Яркая белая (черная) точка отмечает местоположение минимума (максимума) величины B . Представлена центральная часть счетной области. Изображение растянуто в 4.4 раза по горизонтали.

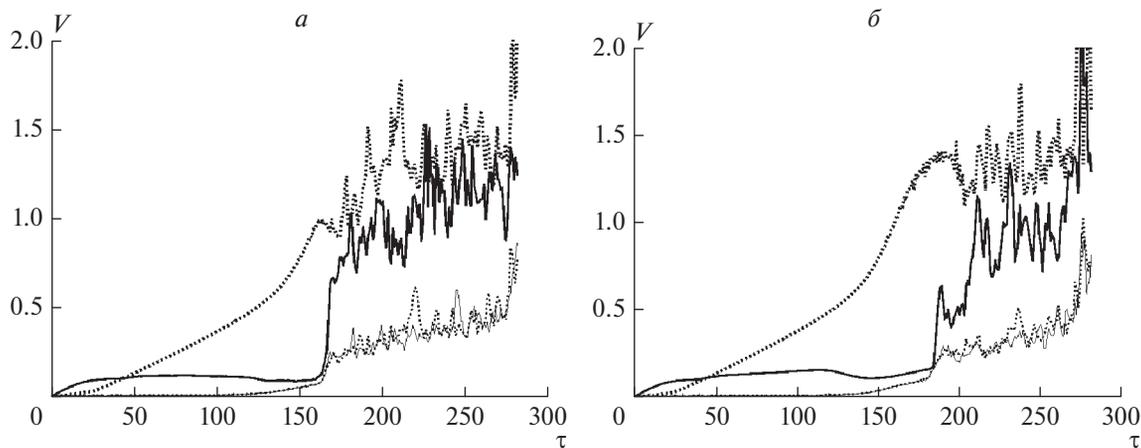


Рис. 4. Эволюция скоростного поля для случая $TC\uparrow$ (*a*) и $TC\downarrow$ (*б*). Экстремальные по расчетной области значения V компоненты v_x (пара тонких кривых) и v_z (пара жирных) как функции времени τ . Сплошные кривые представляют максимумы значений соответствующих компонент скорости, пунктирные – абсолютные значения минимумов.

в том, что начальный $TC\uparrow$ становится тоньше и превращается в $TC\uparrow$, тогда как начальный $TC\downarrow$, наоборот, деградирует, увеличивая толщину. Но затем его толщина снова становится меньше, что

вместе с формированием слабого всплеска под $TC\downarrow$ (рис. 5*в*) говорит о нарастании влияния конвективного члена (усилении роли вмороженности) в более позднюю стадию эволюции.

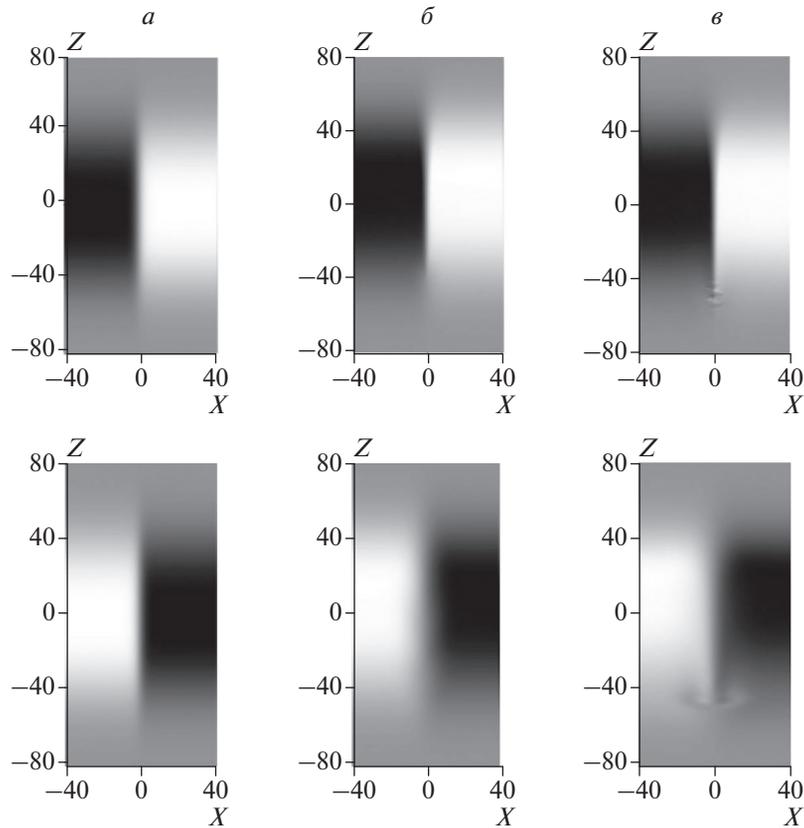


Рис. 5. Магнитное поле, моделируемое в ходе численного эксперимента по выявлению характера собственного воздействия эффекта Холла на поле и плазму, при $TC\uparrow$ (верхний ряд) и при $TC\downarrow$ (нижний) в разные моменты времени: $\tau = 0$ (а); $\tau = 130$ (б); $\tau = 260$ (в).

4.5. Интерпретация результатов численного моделирования

Подведем итог. Изменения \mathbf{V} (рис. 2, 3) происходят под влиянием всех трех членов, составляющих правую часть уравнения (6): конвективного, омического и градиентно-холловского. Конвективный член делает возможной перетяжечную неустойчивость, в природной плазме она вызывает сужение начального токового слоя по всей его длине (п. 1). При $TC\uparrow$ такое же сужающее действие оказывает градиентно-холловской член. Тогда как в случае $TC\downarrow$ эти два фактора конкурируют. Отсюда наблюдаемые в наших численных экспериментах явления: немонотонность эволюции $TC\downarrow$ (п. 4.2), схожие с бесхолловскими результаты развития $TC\downarrow$ (п. 4.3, 4.4) и редкость создания $TTC\downarrow$ по сравнению с $TTC\uparrow$ (п. 4.1).

5. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕЦИФИКИ ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ХОЛЛОВСКОЙ ПЛАЗМЕ ХРОМОСФЕРЫ

Путем аналитического исследования мы покажем, что таким же образом эффект Холла меняет

магнитные конфигурации разных видов. В отличие от (15), теперь рассматриваем произвольные значения резкости горизонтальных изменений поля (мы сохраним для нее обозначение q); а высоту далее имеем в виду не только большую (ср. п. 3).

5.1. Случай изотермической плазмы

Для простоты представим себе, что плазма изотермична. Тогда уравнение ее состояния в (5) приобретает вид

$$P = (\beta_{*0}/2)\rho.$$

Соответственно, безразмерная газодинамическая скорость звука $s = \sqrt{\beta_{*0}/2}$. Мы имеем дело с поступившими в хромосферу магнитными полями, для которых важны газовые характеристики окружающей среды. Эта ситуация соответствует достаточно большим значениям β , а значит, и большой газодинамической скорости звука s . При таком ее значении ρ и \mathbf{v} будут быстро подстраиваться под изменяющееся магнитное поле, так что их можно считать квазистационарными. Полная система уравнений (4)–(7) для плазмы в присутствии силы тяжести при этом получает вид:

$$\rho \mathbf{w} = -\nabla \left(s^2 \rho + \frac{B^2}{2} \right) - s^2 \rho \mathbf{e}_g, \quad \mathbf{e}_g \equiv -\frac{\mathbf{g}}{g}, \quad (17)$$

$$\operatorname{div} \rho \mathbf{v} = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = v_{*0} \Delta \mathbf{B} + \operatorname{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] + \xi \left[\nabla \frac{1}{\rho} \times \nabla \frac{B^2}{2} \right]. \quad (19)$$

Здесь $\mathbf{w} = (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v}$. Магнитная вязкость в уравнении динамики магнитного поля (19)

$$v_{*0} = \Theta|_{T \equiv T_*}, \quad (20)$$

согласно (9), постоянна в силу изотермичности плазмы.

5.2. Разложение системы уравнений по степеням s^{-2}

Систему (17)–(19) можно разложить по степеням малой величины (s^{-2}). Из уравнения (17) видно, что главным членом разложения ρ является Больцмановское распределение плотности

$$\rho^{(0)} = \exp(-z). \quad (21)$$

Пусть магнитное поле (и связанные с ним величины) характеризуется наличием горизонтальных градиентов, больших по сравнению с вертикальными, так что, аналогично (16),

$$\frac{\partial}{\partial x} \sim q \gg \frac{\partial}{\partial z} \sim 1, \quad (22)$$

где q – некоторая большая величина (вообще говоря, это некая функция медленной координаты z , не меняющая своего порядка при дифференцировании). Непосредственно по структуре уравнения непрерывности (18) видно, что $v_z \sim qv_x$. Привлекая z -компоненту уравнения Эйлера (17), убеждаемся, что

$$v_z \sim B \quad (23)$$

(напомним, что $B \sim 1$ согласно принятой нормировке). Другая компонента уравнения Эйлера позволяет определить поправку к плотности плазмы, связанную с внесением в среду магнитного поля. Об этой поправке мы дальше не говорим, поскольку она не вошла в главный член разложения интересующего нас градиентно-холловского члена уравнения (19) динамики магнитного поля

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = v_{*0} \Delta \mathbf{B} + \operatorname{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] + \xi \left[\nabla \frac{1}{\rho^{(0)}} \times \nabla \frac{B^2}{2} \right]. \quad (24)$$

5.3. Задача о (чистой) градиентно-холловской эволюции магнитного поля и ее решение

Согласно уравнению (24), изменения \mathbf{B} со временем происходят под действием трех факторов: омической диссипации (первый член правой части уравнения), конвективного сноса частично

вмороженных силовых линий (второй член) и эффекта Холла в сочетании с градиентом плотности, создаваемым силой тяжести (третий, градиентно-холловский, член). Характер изменений \mathbf{B} под действием диссипации и сноса хорошо известен. Для выявления специфики влияния эффекта Холла на магнитное поле в присутствии силы тяжести рассмотрим случай, когда первый и второй члены в правой части (24) много меньше третьего и ими можно пренебречь (при каких параметрах такое возможно, выяснится ниже). Тогда

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \alpha B \frac{\partial B}{\partial x}, \quad \alpha = \frac{\xi}{\rho^{(0)}} \quad (25)$$

(отметим, что координата z входит в получившееся уравнение лишь неявно через коэффициент α). Пусть в начальный момент $t = 0$

$$B = \Phi(x, z), \quad (26)$$

где Φ – некоторая (гладкая) функция, зависимость которой от аргументов удовлетворяет условию (22). Медленную зависимость от z мы в дальнейшем всюду подразумеваем, но в формулах указывать не будем. Однако в напоминовение о ней производную Φ по оставшейся (быстрой) пространственной переменной x будем обозначать как частную – штрихом наверху вместе с указанием быстрой переменной в нижнем индексе.

Уравнение (25) представляет собой неприведенный вид известного уравнения Хопфа, описывающего формирование разрывов (в частности, ударных волн), опрокидывание фронтов и т.п. в ходе эволюции изначально гладких начальных распределений некоторой физической величины [Зайцев и Полянин, 2003], в данном случае, B .

Замена переменной $\tau = \alpha t$ приводит задачу Коши (25), (26) к виду

$$\frac{\partial B}{\partial \tau} - B \frac{\partial B}{\partial x} = 0, \quad (27)$$

$$B = \Phi(x), \quad \tau = 0. \quad (28)$$

Интегрируя характеристическую систему

$$\frac{d\tau}{1} = \frac{dx}{-B} = \frac{dB}{0} \quad (29)$$

квазилинейного уравнения в частных производных первого порядка (27), найдем его общее решение

$$B = C_1, \quad x + C_1 \tau = C_2, \quad (30)$$

где C_1, C_2 – постоянные интегрирования. Подстановка (30) в начальное условие (28), предварительно представленное в параметрическом виде

$$\tau = 0, \quad x = \eta, \quad B = \Phi(\eta), \quad (31)$$

определяет постоянные $C_1 = \Phi(\eta)$, $C_2 = \eta$ для задачи Коши (27), (28). Внося их в (30), получаем ее решение в параметрическом виде

$$B = \Phi(\eta), \quad (32)$$

$$x = \eta - \Phi(\eta)\tau. \quad (33)$$

Каждая характеристика (33) соответствует определенному значению параметра η — иначе говоря, “быстрой” горизонтальной координате той или иной точки начального профиля B . Из (32) следует неизменность значений B вдоль характеристики.

5.4. Свойства градиентно-холловской эволюции магнитного поля

Еще до конкретизации вида Φ найденное решение позволяет сделать ряд выводов о свойствах градиентно-холловской эволюции (далее, ГХЭ) магнитного поля в хромосферной плазме:

А. Экстремальные значения B не меняются со временем.

Б. На участке с ненулевыми значениями $\Phi(\eta)$ при $\Phi'_\eta > 0$ точка профиля, соответствующая большему η , будет догонять точку с меньшим η и профиль будет становиться все круче. При $\Phi'_\eta < 0$ она будет отставать, отчего профиль с течением времени становится более пологим. Эти изменения профиля магнитного поля B в ходе чистой ГХЭ весьма наглядны: они напоминают наблюдаемые на земном ландшафте изменения внешнего вида песчаной дюны под действием ветра. Отсюда ясно, что при поступлении магнитного поля в верхнюю хромосферу характер будущей его эволюции определяется знаком производной его начального профиля по горизонтальной переменной — иначе говоря, знаком *вертикальной компоненты начального тока*. Локальный электрический ток, направленный вверх, будет со временем увеличивать свою плотность, тогда как ток, текущий вниз, будет ее уменьшать. Или кратко: ток вверх эволюционирует в сторону создания тонкого токового слоя, а ток вниз деградирует.

В. Нейтральные точки начального профиля (где $B = 0$) в ходе ГХЭ не меняют своего местоположения в пространстве.

Г. Таким образом, нейтральная плоскость внутри токового слоя остается неподвижной. Согласно сказанному в п. Б, токовый слой сужается к ней, если ток течет вверх, и расширяется, когда ток направлен вниз.

Д. Поведение обостряющихся профилей “магнитных дюн” мы можем отслеживать лишь до того времени, пока они не станут слишком крутыми, ибо вслед за этим произойдет потеря однозначности решения (по наглядной аналогии с дюнами можно сказать, что крутой склон профиля опрокинется или обрушится)³. Интервал времени до момента потери однозначности, т.е. до

совпадения точек x для параметров η_1 и η_2 равен значению

$$\tau = \tau_+$$

в точке пересечения соответствующих характеристик (33), т.е.

$$\tau_+ = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\Phi(\eta_2) - \Phi(\eta_1)} \quad (34)$$

При крутых профилях, меняющихся в соответствии с (22), на участках с $\Phi'_\eta > 0$ разница $\eta_2 - \eta_1$ остается небольшой, и выражение (34) можно записать через производную. Соответственно, определится интервал времени, в течение которого решение задачи (25), (26) сохраняет однозначность во всех точках профиля,

$$(\tau_+)_{\min} = 1 / [\Phi'_x]_{\max}. \quad (35)$$

5.4.1. Примеры эволюции конкретных магнитных полей

По рисункам 6, 7 можно видеть, что “магнитные дюны”, определенные решением задачи Коши (17)–(19), при различных профилях (26) начального магнитного поля $B|_{t=0} = \Phi(x, z)$ ведут себя так, как при ветре со стороны больших значений x вели бы себя земные дюны: они меняют положение по x в координатном пространстве, уменьшая крутизну склона или, наоборот, увеличивая ее (в пределе вплоть до опрокидывания).

5.5. Область проявления ГХЭ магнитных полей в чистом виде

Мы рассмотрели чистую (над-диссипативную, над-конвективную) ГХЭ магнитного поля, которая возникает, когда уравнение (24) динамики B принимает вид (25). С учетом соотношений (22), (23) можно сказать, что это происходит при

$$\xi q \gg 1, \quad \xi q \gg v_* q^2. \quad (36)$$

Включая сюда условно еще пограничное состояние, будем считать областью чистой ГХЭ область

$$\xi \geq \xi_I \equiv q^{-1}, \quad (37)$$

$$\xi \geq \xi_{II} \equiv v_* q. \quad (38)$$

Соответственно, в заштрихованной области рис. 8 возможна чистая ГХЭ магнитных полей с той или иной резкостью q пространственного распределения. Минимальному значению хол-

³ До точки потери однозначности процесс в режиме чистой ГХЭ не доходит, поскольку вмешивается диссипация — см. п. 5.6.

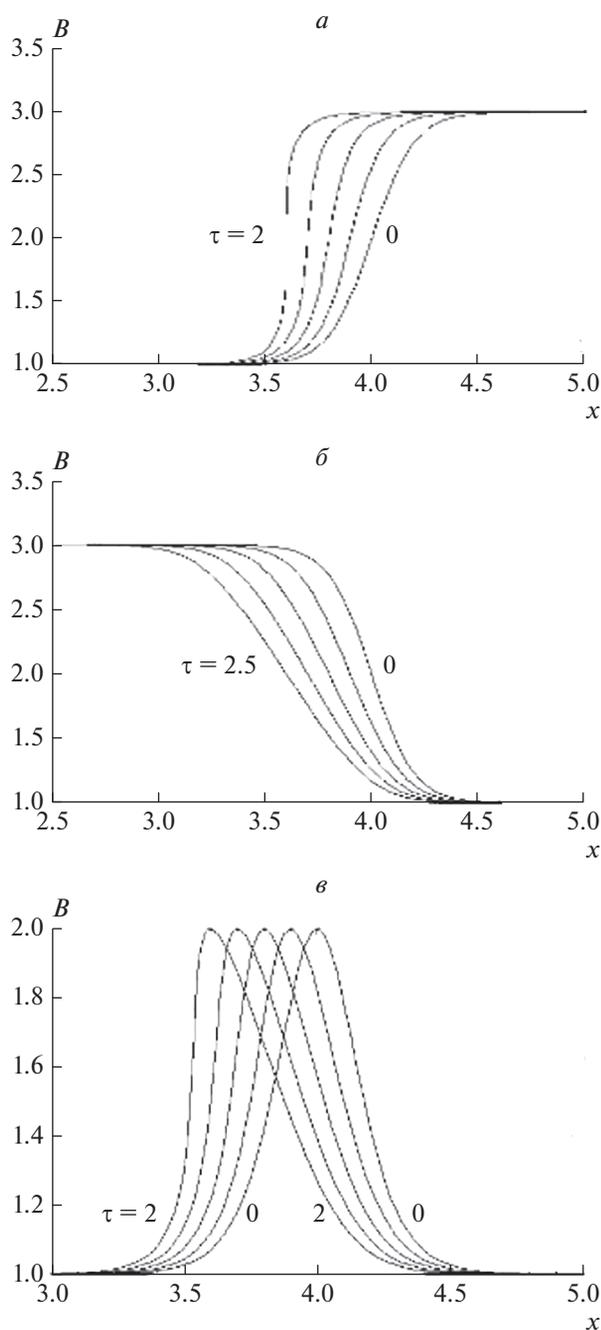


Рис. 6. Магнитное поле B в моменты времени $\tau = 0, 0.5, 1, 1.5, 2$ (для второго из перечисленных далее случаев распределения также и в момент $\tau = 2.5$) при различных формах начального профиля $\Phi(u)$, где $u = 5(y - 4)$: (а) $\Phi = \text{th } u + 2$ (ток направлен вверх); (б) $\Phi = -\text{th } u + 2$ (ток направлен вниз); (в) $\Phi = [\text{ch } u]^{-2} + 1$ (одиночный “горб”).

ловского параметра разреженности $\xi = \xi_{\text{cr}}$ соответствует единственное значение $q = q_{\text{cr}}$, где

$$\xi_{\text{cr}} = v_{*0}^{1/2}, \quad q_{\text{cr}} = v_{*0}^{-1/2}. \tag{39}$$

Критические величины ξ_{cr} и q_{cr} зависят от величины характерного магнитного поля B_0 , которое входит через магнитную вязкость. Переписав (20) в эквивалентном виде

$$v_{*0} = \theta_* \beta_{*0}^{1/2}, \tag{40}$$

$$\theta_* = \theta_*(T_*) = \frac{c^2}{4\pi\sigma_* H} \sqrt{\frac{m_i}{2kT_*}}, \tag{41}$$

получим

$$\xi_{\text{cr}} = \theta_*^{1/2} \beta_{*0}^{1/4}, \tag{42}$$

$$q_{\text{cr}} = \theta_*^{-1/2} \beta_{*0}^{-1/4} = \frac{1}{\xi_{\text{cr}}}. \tag{43}$$

Таким образом, холловский параметр разреженности ξ , определенный выражением (8), указывает область хромосферных высот, где поступающие снизу магнитные поля с данными значениями параметров β_{*0} и q в дальнейшем будут вести себя как “магнитные дюны”.

5.6. Самопроизвольный переход ГХЭ в другие режимы

При токе вверх его слой со временем становится тоньше (п. 5.4Б). В волновом пространстве — т.е. по резкости q — этот процесс соответствует удалению от левой предельной кривой $\xi = \xi_I$ на рис. 8. Поэтому эволюция поля приобретает со временем все более над-конвективный характер. Стремление профиля к опрокидыванию (п. 5.4Д) означает, что у любой части магнитной неоднородности с током вверх $q \rightarrow \infty$. Это значит, что у этой части магнитной неоднородности q неизбежно через какое-то время начнет соответствовать правой предельной кривой $\xi = \xi_{II}$, где в изменениях магнитного поля начинают главенствовать омические потери. Таким образом, тонкий токовый слой с током вверх, возникающий в процессе ГХЭ, на поздней ее стадии будет отдавать свою энергию на нагрев плазмы. Какой именно получится эта передача, на основе знания лишь о чистой ГХЭ сказать нельзя — тем более, что итог передачи должен зависеть от конкретного вида начальной магнитной конфигурации. Вообще же омическая диссипация создает диффузию тока, и она должна препятствовать процессу дальнейшего утоньшения тонкого токового слоя. Последнее утверждение согласуется с выводом работы [Алексеева, 2006] о том, что в условиях хромосферы возможно самоподдержание стационарного очень тонкого токового слоя, где действие эффекта Холла в поле силы тяжести уравнивает омические потери — и такая структура имеет место исключительно при токе вверх.

При токе вниз идет уширение токовой области, что в волновом пространстве соответствует

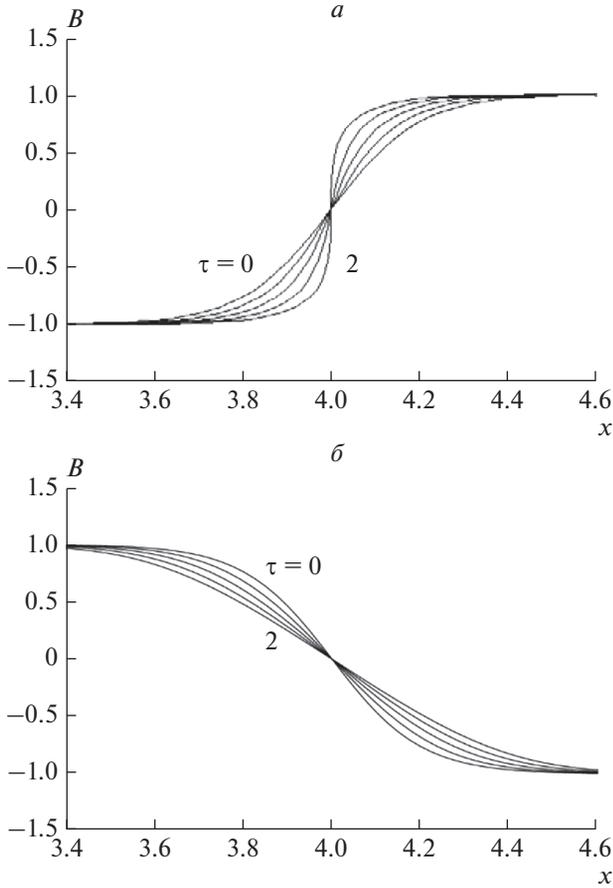


Рис. 7. Магнитное поле токового слоя в моменты времени $\tau = 0, 0.5, 1, 1.5, 2$ при начальных профилях $\Phi(u)$, где $u = 5(y - 4)$: (а) $\Phi = \text{th } u$ (ток вверх); (б) $\Phi = -\text{th } u$ (ток вниз).

движению q по абсциссе рис. 8 влево. Ближе становится левая предельная кривая $\xi = \xi_I$ и влияние сноса линий (вмороженности) на эволюцию магнитного поля становится не менее важным, чем градиентно-холловское воздействие. В пределе процесс будет развиваться по законам обычной идеальной магнитогазодинамики, где нет учета эффекта Холла и магнитной вязкости.

5.7. Проявления чистой ГХЭ и нижняя граница солнечной короны

Как уже говорилось (пп. 5.4, 5.6), хромосфера Солнца, из-за присутствия разнообразных магнитных неоднородностей, будет быстро создавать тонкие токовые слои с током вверх, получая затем от них дополнительный нагрев на высотах, отвечающих $\xi \geq \xi_{cr}$ на рис. 8. В связи с этим стоит обратить внимание на следующее обстоятельство.

Вблизи нижней границы спокойной короны имеем табличные значения $T_* = 2 \times 10^6$ К,

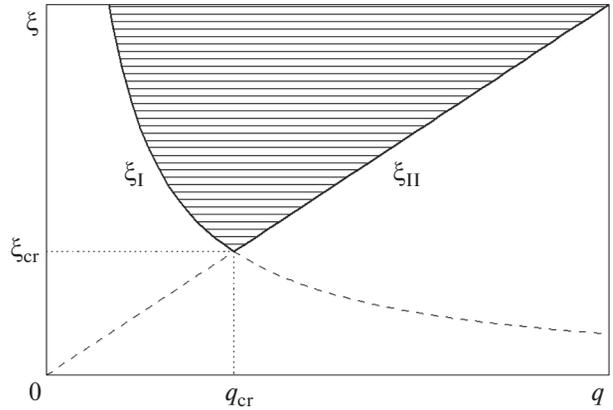


Рис. 8. Область (заштрихована) проявления свободной градиентно-холловской эволюции на плоскости (q, ξ) .

$N_* = 10^{14} \text{ м}^{-3}$ [Demoulin and Klein, 2000]. Подставляя эти величины в безразмерные соотношения (8), (42), получим соответственно $\xi = 3.8 \times 10^{-7}$ и $\xi_{cr} = 4.3 \times 10^{-7} \beta^{1/4}$. По существу, это совпадающие числа (при не слишком слабых магнитных полях), и в такой плазме уже возможна чистая ГХЭ магнитных полей. Величина q_{cr} соответствует горизонтальному размеру (полуширине) неоднородности $\lambda_{cr} \sim \beta^{1/4} \times 30$ м. Согласно (35), время опрокидывания для нее составляет $\tau_+ \sim \beta^{1/2} \times 5$ мин. Как показывает рис. 8, с увеличением высоты диапазон размеров неоднородностей, способных вести себя как “магнитные дюны”, расширяется. Таким образом, газовые параметры нижней границы короны соответствуют нижней границе области выявленных “магнитных дюн”.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Аналитическое исследование (п. 5), проведенное для изотермической плазмы показало, что, благодаря чистой ГХЭ магнитного поля, в верхней хромосфере Солнца вертикальные токи как бы “редактируются”: токи, текущие вниз, деградируют, а токи вверх, наоборот, увеличивают свою плотность. Вывод касался начальных магнитных неоднородностей с горизонтальными размерами $\lambda > \lambda_{cr}$, для которых на высотах $\xi > \xi_{cr}$ омическая диссипация и снос поля из-за частичной вмороженности менее существенны, чем ГХЭ (рис. 8).

Однако найденные закономерности проявили себя и в нашем численном эксперименте (п. 4), где плазма уже была неизотермической, а магнитное поле подвергалось воздействию магнитной вязкости и сноса. При сносе есть перетягивающая неустойчивость, а в природной плазме она сама

генерирует ТТС – независимо от того, какой знак имеет ток (п. 1). И, тем не менее, эксперимент показывает, что чаще возникают и дольше существуют ТТС \uparrow , чем ТТС \downarrow (п. 4.1), что указывает на присутствие ГХЭ как части общего эволюционного процесса. Эта *частичная* ГХЭ создает различие во внешнем виде транзиентных образований (п. 4.2). Ее самоустраниением (5.6) при токе вниз объясняется установление со временем “бесхолловских” черт эволюции магнитного поля в холловской плазме (пп. 4.3, 4.4), монотонность и немонотонность установления тонких токовых слоев (пп. 4.2, 4.5).

Сходство результатов, полученных аналитически и путем численного моделирования, говорит о том, что мы правильно понимаем поведение магнитного поля в среде с убывающей плотностью и что ГХЭ магнитного поля должна проявлять себя в атмосфере Солнца как в чистом виде (п. 5), так и частично (п. 4). В последнем случае к ее действию может примешиваться возникновение тонких токовых слоев, обусловленных перетяжной неустойчивостью в природной плазме.

7. ВЫВОДЫ

Путем численного моделирования мы установили, что в плазме верхних слоев хромосферы при вертикальной зоне контакта поступивших снизу разнополярных магнитных областей со слабым горизонтальным полем пограничный ток, направленный вверх, чаще развивается в тонкий токовый слой и потом дольше существует в таком виде, чем это происходит при пограничном токе вниз. Соответственно ток в виде тонкого токового слоя чаще уходит из хромосферы в корону, чем приходит туда из короны. Однако при пограничном токе вниз преобразование поступившей магнитной энергии в энергию упорядоченных потоков хромосферной плазмы идет эффективнее, чем при токе, текущем вверх (разница исчезает с переходом процесса в хаотическую стадию).

Неодинаковые для тока вверх и вниз изменения в контактной зоне обусловлены действием эффекта Холла при наличии вертикального градиента плотности плазмы. Можно сказать, что магнитное поле частично совершает градиентно-холловскую эволюцию (мы учитываем, что оно одновременно с тем эволюционирует еще под влиянием диссипации и сноса веществом силовых линий).

Что представляет собою градиентно-холловская эволюция в чистом виде, мы выяснили путем аналитического исследования случая начальных магнитных полей, медленно меняющихся по вертикали. Оказывается, когда определяющим для динамики конкретной конфигурации поля становится присутствие эффекта Холла, магнит-

ное поле начинает эволюционировать особым, специфическим образом. Профиль каждой магнитной неоднородности (величина магнитного поля как функция горизонтальной координаты) ведет себя подобно профилю песчаной дюны на земном ландшафте: он движется, и при этом один его склон становится все более пологим, а другой приобретает крутизну. “Выполаживается” склон, которому соответствует электрический ток, направленный вниз; увеличивает крутизну склон – где ток вверх. В хромосфере есть критический уровень разреженности плазмы, когда эволюция полей в виде “магнитных дюн” становится возможной сначала лишь для одного, критического масштаба неоднородности магнитного поля. Однако диапазон масштабов эволюционирующих таким образом неоднородностей становится шире с увеличением высоты. Отмечено, что в атмосфере Солнца критический уровень разреженности реализуется при табличных значениях температуры и плотности плазмы, соответствующих нижней границе спокойной короны. В связи с этим ставится вопрос, не проявляет ли себя эволюция магнитных неоднородностей по типу “магнитных дюн” в нагреве короны.

8. БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнялась при использовании оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, и авторы выражают благодарность этой организации. Авторы также благодарят А.В. Гетлинга за внимание к работе, полезные дискуссии и советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алексеева Л.М. О физической природе анодного взрыва в плазменном канале // Письма в ЖТФ. Т. 6. Вып. 21. С. 1310–1312. 1980.
- Алексеева Л.М. Эффект Холла как причина появления токовых слоев в астрофизической плазме // Письма в астрон. журн. Т. 32. № 4. С. 307–315. 2006.
- Алексеева Л.М., Кшевецкий С.П. О структурировании солнечной надфотосферной плазмы плоскосимметричным пинч-эффектом // Астрофиз. бюлл. Т. 66. № 1. С. 76–86. 2011.
- Алексеева Л.М., Кшевецкий С.П. Магнитогидродинамическая эволюция плазмы в зоне контакта противоположно направленных магнитных полей и “искусственные объекты” в солнечной атмосфере // Изв. Крымской астрофиз. обс. Т. 109. № 3. С. 155–164. 2013.
- Алексеева Л.М., Кшевецкий С.П. Вертикальные токовые слои в солнечной хромосферной плазме с эффектом Холла. Численное моделирование // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 5. С. 547–561. 2019.
- Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы. В. 1. С. 183–272. 1963.

- *Брушлинский К.В., Морозов А.И.* Расчет двумерных течений плазмы в каналах / Вопросы теории плазмы. В. 8. Ред. М.А. Леонтович. М.: Атомиздат. С. 88–163. 1974.
- *Брушлинский К.В., Ратникова Т.А.* Численная модель приэлектродной неустойчивости в каналах плазменных ускорителей // Физика плазмы. Т. 21. № 9. С. 784–790. 1995.
- *Брушлинский К.В., Ратникова Т.А.* Холловские поправки к расчету течения плазмы в приэлектродных слоях коаксиальных каналов // Физика плазмы. Т. 23. № 2. С. 126–130. 1997.
- *Зайцев В.Ф., Полянин А.Д.* Справочник по дифференциальным уравнениям с частными производными первого порядка. М.: Физматлит, 416 с. 2003.
- *Кшевеецкий С.П.* Математическая программа для моделирования эволюции полностью ионизированной плазмы PLASMAT. Свидетельство о государственной регистрации № 2013618823. 2013.
- *Морозов А.И., Соловьев Л.С.* Стационарные течения плазмы в магнитном поле // Вопросы теории плазмы. В. 8. С. 3–87. 1974.
- *Прист Э.Р.* Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 592 с. 1985.
- *Спитцер Л.* Физика полностью ионизованного газа. М.: Мир, 212 с. 1965.
- *Alekseeva L.M.* Effective gravity due to the Hall effect and quasi-acoustic-gravity waves in accelerated plasma flows // J. Plasma Phys. V. 61. № 5. P. 671–699. 1999.
- *Alekseeva L.M., Kshevetskii S.P.* Numerical MHD simulation of the coupled evolution of plasma and magnetic field in the solar chromosphere. I. Gradual and impulsive energisation // Solar Phys. V. 290. № 11. P. 3295–3318. 2015. <https://doi.org/10.1007/s11207-015-0788-7>
- *Aschwanden M.J.* Physics of the Solar corona: An introduction. Berlin: Springer, 842 p. 2004.
- *Balescu R.* Transport processes in plasmas. V. 1. Amsterdam: Elsevier. 1988.
- *Demoulin P., Klein K.-L.* Structuring of the solar plasma by the magnetic field / Transport and Energy Conversion in the Heliosphere / Lecture Notes in Physics. V. 553. Eds. J.P. Rozelot, L. Klein, J.-C. Vial. Berlin: Springer. P. 1–99. 2000.
- *Goodman M.L.* Self-consistent magnetohydrodynamic modeling of current sheet structure and heating using realistic descriptions of transport processes // Astrophys. J. V. 632. P. 1168–1175. 2005.
- *LeVeque R.J.* Numerical methods for conservation laws. 2nd edn. Birkhäuser, Basel. 1992.
- *Priest E.* Magnetohydrodynamics of the Sun. Cambridge: Cambridge University Press, 560 p. 2014.
- *Thomas J.P., Roe P.L.* Development of non-dissipative numerical schemes for computational aeroacoustics // AIAA 11th Computational Fluid Dynamics Conference, Technical Papers 2, Orlando, FL, 906. ADS. 1993.

ВАРИАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ РАЗНОЙ ЭНЕРГИИ В МИНИМУМАХ ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2022 г. В. Г. Янке¹, *, А. В. Белов¹, Р. Т. Гущина¹

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

*e-mail: yanke@izmiran.ru

Поступила в редакцию 26.02.2022 г.

После доработки 12.03.2022 г.

Принята к публикации 30.03.2022 г.

Изменения глобального магнитного поля Солнца – основного параметра, модулирующего космические лучи приводят к изменениям характеристик солнечной активности и гелиосферного поля. В работе рассмотрен вопрос об отклике на длительное ослабление глобального магнитного поля Солнца в долговременной модуляции космических лучей разной энергии в циклах с разным направлением полярного магнитного поля Солнца. Проанализирован период 1991–2020 гг., включающий два интервала с положительным и отрицательным направлениями глобального магнитного поля Солнца. Исследование выполнено на материале непрерывных наблюдений космических лучей сетью нейтронных мониторов, телескопов и стратосферных шаров-зондов. Спектр вариаций для частиц с эффективной жесткостью $R_{\text{eff}} = 5, 10, 20$ ГВ определен с помощью разработанного нами варианта метода глобальной съемки. В минимуме 24/25 цикла, начиная с 2018 г. до настоящего времени, наблюдается плоский максимум потока космических лучей, что подтверждает дрейфовую теорию модуляции для положительного направления глобального магнитного поля на Солнце. В этот период вариации малых энергий (наблюдаемые на космических аппаратах и в стратосфере) превышают значение вариаций базового периода (1987 г.) на ~8% и составляют 0.8 от максимальной вариации в аномальном минимуме 23/24 в 2009 г. Максимум потока частиц средних и высоких энергий, наблюдаемых на нейтронных мониторах и телескопах, на 1–2% ниже максимума 23/24. Пониманию процесса модуляции космических лучей электромагнитными полями гелиосферы способствует их моделирование. В предложенной нами многопараметрической модели долговременная модуляция описывается (с учетом запаздывания) рядом гелиосферных характеристик.

DOI: 10.31857/S0016794022040174

1. ВВЕДЕНИЕ

Установленная Forbush [1954] более шестидесяти лет назад связь наблюдаемого потока космических лучей (КЛ) с солнечной активностью (СА) подтверждена сегодня результатами многолетних наблюдений Солнца, гелиосферных характеристик и КЛ на земле и в космосе. Роль магнитного поля в динамике происходящих на Солнце процессов – ключ ко всем активным явлениям, происходящим на Солнце, в солнечной атмосфере и гелиосфере. При исследовании динамики гелиосферы на долговременном масштабе незаменимым инструментом являются вариации КЛ, наблюдаемые на Земле с помощью мировой сети детекторов (нейтронных мониторов, мюонных телескопов и шаров-зондов). Циклы СА хорошо видны в однородных долговременных рядах данных наземных детекторов и, если бы не было наблюдений Солнца, о солнечной цикличности и ее главных периодах было бы известно из наблюдений

вариаций КЛ. В настоящее время эти ряды включают шесть 11-летних циклов СА и три солнечных 22-летних магнитных цикла, которые являются главной особенностью долговременных вариаций КЛ.

Значительное ослабление магнитного поля Солнца, начавшееся в конце 22-го цикла СА и продолжающееся до настоящего времени, дает нам возможность наблюдать и исследовать особенности долговременной модуляции КЛ в двух последних циклах СА с противоположным направлением знака глобального магнитного поля Солнца. Аномально слабая долговременная модуляция КЛ в 23 и 24-м циклах СА – итог тренда солнечного магнитного поля. При этом в прошлом минимуме в 2009 г., самом низком цикле СА в эпоху регулярных наземных наблюдений КЛ с 1951 г., наблюдался необычно высокий восстановленный поток КЛ (острый максимум КЛ для направления глобального магнитного поля Солнца $A < 0$), превысивший максимумы потоков КЛ с

аналогичным направлением $A < 0$ в предыдущих циклах. По мере прохождения очередного минимума СА 24/25-го цикла СА в вариациях КЛ наблюдается, начиная с 2017 г. и до настоящего времени, плоский (для $A > 0$) максимум. Высота максимума потока КЛ для частиц разной энергии в этот период требует особого внимания и исследования.

Для понимания связи процессов на Солнце и модуляции КЛ при их распространении в гелиосфере, приводящей к изменению жесткостной зависимости спектра 22-летних вариаций КЛ в циклах с разным знаком глобального магнитного поля Солнца [Reinecke and Potgieter, 1994; Heber et al., 1997], нужно обратиться к результатам детального анализа временного хода наблюдаемых на Земле долговременных вариаций КЛ и их связи с солнечными и гелиосферными характеристиками.

Указанный анализ проводился для спектра долговременных вариаций КЛ, рассчитанного по методике [Белов и др., 2002], полученного для частиц с жесткостью $R \leq 100$ ГВ. Знание спектра крайне необходимо при построении модели модуляции КЛ. Основное внимание в работе обращено на определение спектральных характеристик КЛ в минимумах циклов и на особенности модуляции КЛ в эти периоды в циклах с разным знаком глобального магнитного поля Солнца. Для этого проведено модельное описание долговременных вариаций КЛ с помощью регрессионных уравнений, используя различные индексы СА (согласно рекомендациям, изложенным в работе [Белов и др., 2002]). Наблюдаемый в последнее время тренд основного параметра, модулирующего КЛ, — глобального магнитного поля Солнца, его значительное и длительное ослабление проявляется в особенностях корреляционной связи СА и КЛ в анализируемый период 1991–2020 гг.

Цель работы — в рамках разработанной в ИЗМИРАН модели модуляции КЛ определить роль солнечно-гелиосферных характеристик в создании вклада в общую модуляцию КЛ от циклических изменений каждого предложенного индекса СА для частиц с эффективными жесткостями $R_{\text{eff}} = 5, 10, 20$ ГВ в периоды с разным знаком глобального магнитного поля Солнца А.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В работе используется глобально-спектрографический метод (ГСМ) [Крымский и др., 1966], вариант которого, разработанный для определения спектра долговременных вариаций КЛ с учетом жесткостной зависимости вариаций, предложен на основе всей имеющейся информации об интенсивности КЛ, полученной при регистрации

КЛ наземной сетью детекторов и детекторов, зондирующих стратосферу [Belov et al., 2001]. Анализ энергетических и временных изменений спектра вариаций КЛ проведен за период 1957–2020 гг., когда имелись данные наблюдений нейтронных мониторов (40 станций мировой сети), стратосферных шаров-зондов (3 пункта) (https://sites.lebedev.ru/ru/DNS_FIAN) и телескопа (ст. Нагоя) (<http://cosray.shinshu-u.ac.jp/crest/DB/Public/main.php>). При использовании ГСМ сеть перечисленных детекторов рассматривалась как единый многонаправленный детектор, оснащенный высокоточными стандартными приборами. Получены характеристики жесткостного спектра, заданного в виде $\delta(R) = a/(b + R)^\gamma$ в приближении нулевой гармоники. Анализ характеристик спектра (a — амплитуда вариаций, γ — показатель спектра) проведен для галактических КЛ с жесткостью $R = 5, 10$ и 20 ГВ. Среднемесячные вариации КЛ определялись в % относительно базы за 1987 г. Выбор этой базы сделан специально: 1987 г. не очень далеко отстоит по времени от изучаемого периода, поток КЛ в этом году существенно отличается от максимальных потоков в 23/24 циклах, и это позволяет определять жесткостной спектр вариаций КЛ в минимумах СА.

В работе мы рассмотрим и сравним модуляцию КЛ в трех периодах: 1991–1999 гг. ($A > 0$), 2000–2010 гг. ($A < 0$) и 2014–2020 гг. ($A > 0$). Чтобы изучить связь модуляции КЛ с солнечной активностью для каждого периода и для различных жесткостей КЛ, выполнено моделирование долговременных вариаций КЛ с помощью многопараметрической регрессии. Модель включает 5 индексов солнечной активности (все индексы со среднемесячным усреднением). В первую очередь, это индексы, отражающие силу и структуру глобального магнитного поля Солнца: величина средней напряженности поля на Солнце B_{ss} [Obridko and Shelting, 1999] и наклон $hcst$ гелиосферного токового слоя (использована классическая модель) (<http://wso.stanford.edu>). Влияние квазидвадцатидвухлетнего магнитного цикла Солнца входит в модель главным образом через величину полярного магнитного поля H_{pol} (<http://wso.stanford.edu>). Кроме учета характеристик крупномасштабного магнитного поля Солнца, в модели учитываются и спорадические солнечные явления через $SMEi$ -индекс [Белов и Гущина, 2018] и площади низкоширотных корональных дыр A_i [Гущина и др., 2016]. Выбор и анализ солнечно-гелиосферных характеристик для эмпирического описания модуляции КЛ в циклах СА выполнен в работе [Belov et al., 2005].

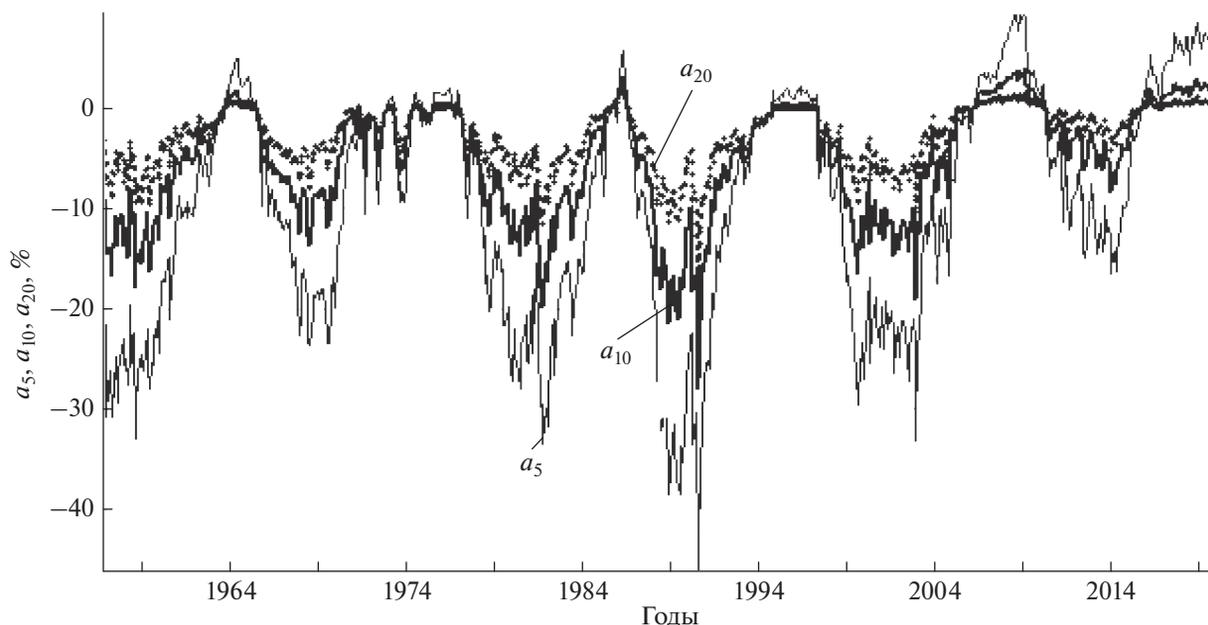


Рис. 1. Временные изменения вариаций КЛ (a_5 , a_{10} , a_{20} , % от среднегодового значения вариаций в 1987 г.), полученные на основе данных комплекса детекторов для $R = 5, 10$ и 20 ГВ.

3. О ВАРИАЦИЯХ КЛ, НАБЛЮДАЕМЫХ В МИНИМУМАХ СА

Вариации КЛ, полученные с помощью ГСМ и трехпараметрической модели жесткостной зависимости приведены на рис. 1. Во временном ходе вариаций КЛ плоские и пикообразные максимумы КЛ чередуются в минимумах СА в 1964, 1976, 1987, 1996, 2009 и 2019 г. Обращает внимание превышение величины вариаций КЛ как для частиц с $R = 5$ ГВ, так и для $R = 10$ и 20 ГВ, наблюдаемое в минимуме 2009 г. по сравнению с другими минимумами, а в следующем минимуме – 2019 г., вариации потока частиц с этими жесткостями несколько меньше, чем в 2009 г., в зависимости от жесткости на разную величину (табл. 1).

Значения вариаций в двух последних минимумах, приведенные в табл. 1, отчетливо показывают аномально большое возрастание потоков

плотности КЛ как ответ космического излучения на начавшееся в конце 22-го цикла ослабление магнитного поля на Солнце и на изменения солнечно-гелиосферных характеристик, ответственных за модуляцию КЛ. Отметим, что наибольшее возрастание наблюдается для малых энергий. В последнем минимуме СА (2019 г.) вариации КЛ имеют очень мягкий жесткостной спектр, как и в более ранних минимумах. Об этом говорит тот факт, что вариация для 5 ГВ более чем на порядок превышает вариацию для 20 ГВ. Анализ временного хода вариаций КЛ a_5 , a_{10} , a_{20} (рис. 2a–e), полученных с использованием комплекса детекторов и ГСМ, проводился для периодов относительно спокойной гелиосферы, а именно в минимумах и вблизи минимумов СА в 1964–1966, 1975–1977, 1986–1988, 1995–1997, 2008–2010 и 2018–2020 гг. Временной ход вариаций КЛ дает представление о сложном характере модуляции

Таблица 1. Среднегодовые вариации (% , база 1987 г.) в минимумах 19–24-го циклов для $R = 5, 10, 20$ ГВ

Минимумы циклов	19/20	20/21	21/22	22/23	23/24	24/25
R , ГВ	(05.1965)	(05.1977)	(03.1987)	(05.1997)	(09.2009)	(10.2019)
5	3.4 (04.1965)	1.0 (05.1977)	0 (03.1987)	1.5 (05.1997)	8.6 (01.2010)	6.8 (10.2019)
10	1.1 (04.1965)	0.2 (11.1977)	0.1 (02.1987)	0.3 (05.1997)	3.3 (01.2010)	2.1 (10.2019)
20	0.4	0	0	0.1	1.1	0.7

Примечание. В скобках – месяц, когда наблюдается максимум восстановленного потока КЛ.

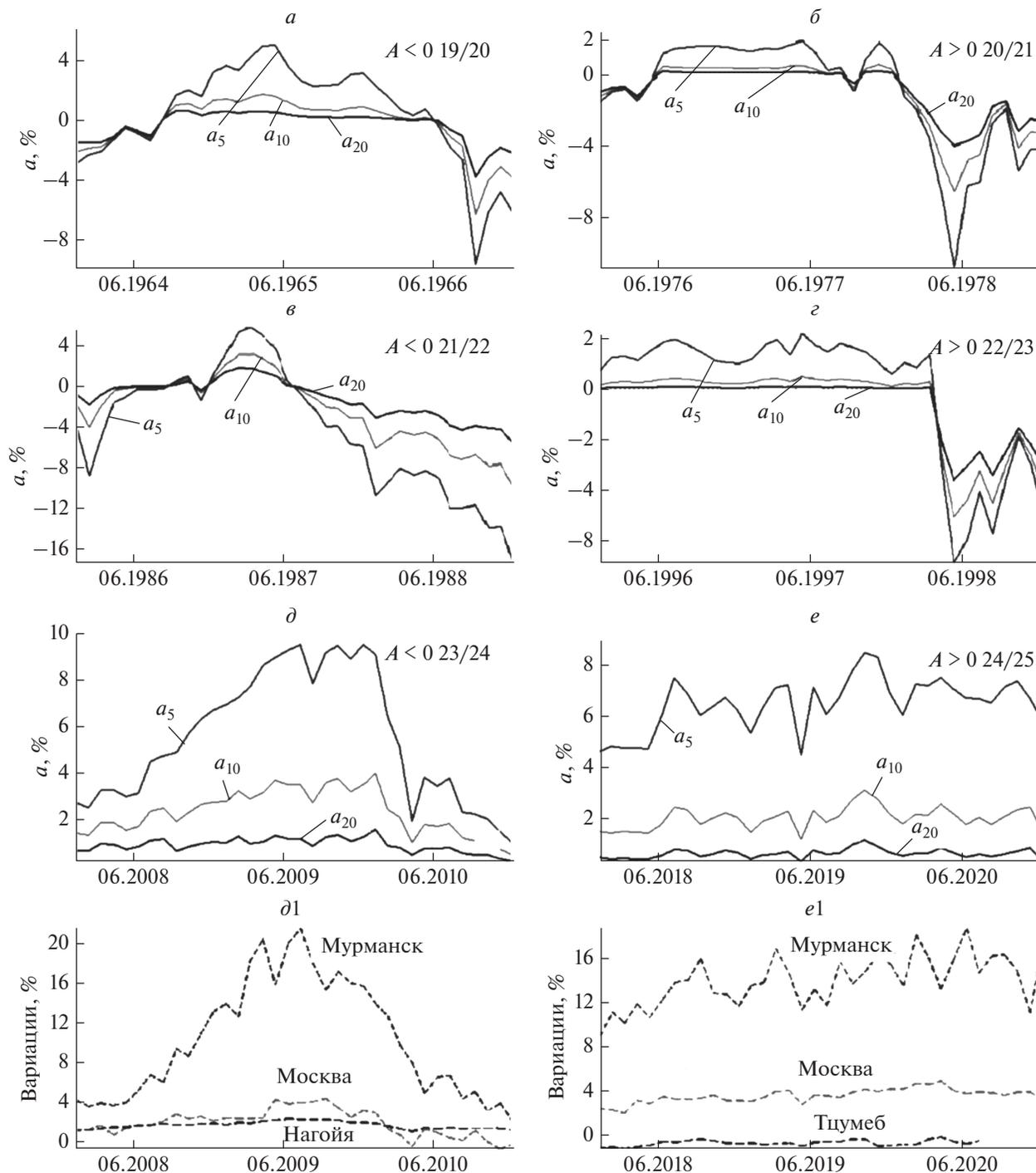


Рис. 2. (а–е) – Вариации КЛ в периоды около минимумов СА в 20–24-м циклах для частиц с жесткостями: $R = 5, 10$ и 20 ГВ, полученные по ГСМ; (д1–е1) – результаты наблюдений вариаций КЛ на станциях (штриховые), оснащенных нейтронным монитором, – Москва, Цумеб; шарами-зондами – Мурманск; телескопом – Нагойя.

частиц разных энергий в отмеченные периоды с разным направлением глобального магнитного поля Солнца А.

Вариации КЛ в периоды, близкие к минимумам 20–24 циклов по форме, разделяются на два вида 11-летних циклов СА: с острым максимумом

потока КЛ при $A < 0$ (1964 г., 19/20), (1987 г., 21/22), (2009 г., 23/24) (рис. 2а, в, д) и плоские максимумы, когда $A > 0$ (1977 г., 20/21), (1997 г., 22/23), (2019 г., 24/25) (рис. 2б, г, е). Восстановленные потоки частиц в эти периоды низкой СА отличаются высотой и временем достижения

максимума для жесткостей 5, 10, 20 ГВ. В случае пикообразного максимума изменение высоты (в % от 1987 г.) происходит для 3 вышеуказанных минимумов СА следующим образом: (среднемесячные значения) для $R = 5$ ГВ – 5.0, 5.7, 9.5; для $R = 10$ ГВ – 1.7, 3.2, 3.8; для $R = 20$ ГВ – 0.6, 1.7, 1.6. Это указывает на снижение восстановленных потоков высоко- и среднеэнергичных частиц в 2009 г., причем эта аномалия наблюдается в период, когда происходит рост потока малоэнергичных частиц. Полярность глобального магнитного поля Солнца и магнитная конфигурация гелиосферы в эти периоды (1965, 1987, 2009 гг.) были одинаковы. Такая ситуация с уменьшением высоко- и среднеэнергичных частиц требует дальнейшего наблюдения и дополнительного объяснения.

Что касается времени достижения максимума потока КЛ в минимуме 1965 и 1987 гг., он достигается частицами разных жесткостей практически одновременно (для $R = 5$ ГВ в 05.1965 г. и $R = 10-20$ ГВ в 04.1965 г.; для $R = 5$ и 10 ГВ в 03.1987 г. и $R = 20$ ГВ в 02.1987 г.), т.е. с небольшим опережением максимум достигается частицами с большими жесткостями. О сложном характере модуляции частиц разных энергий говорит достижение максимума КЛ в 2009 г. Обычно, когда в точку наблюдения приходят частицы разных энергий от одного источника, дисперсия по энергии и по скоростям диффузии приводит к более раннему развитию вариаций более жестких частиц. Но здесь другая ситуация. Максимум КЛ достигается тогда, когда прерывается процесс восстановления, характерный для минимума СА, а это происходит с началом нового солнечного цикла. Новый цикл солнечной модуляции КЛ раньше проявляется на частицах сравнительно низкой энергии. Так, в полученной нами картине модуляции происходит опережающее достижение максимума более мягкими частицами, а не наоборот. КЛ с жесткостями $R = 10-20$ ГВ достигают максимума при восстановлении интенсивности на три месяца позже (01.2010 г.), чем восстановился поток КЛ с $R = 5$ ГВ, как показано в работе [Гушина и др., 2013]. Полученные особенности достижения максимума восстановленного потока КЛ на примере минимумов СА в 1965 и 1987 гг. частицами разной энергии можно объяснить также началом нового цикла в КЛ, но начало нового цикла происходит почти одновременно для всех рассматриваемых жесткостей.

Рассматривая поведение временного хода вариаций КЛ плоского вида в минимумах СА в циклах с направлением полярного поля Солнца $A > 0$ (21-, 23-й и начало 25-го циклов), первое, что нужно отметить, это некая неоднозначность при определении максимума потока КЛ. Величины вариаций в максимумах восстановленных потоков для разных жесткостей в циклах 21 и 23 не

превышают 2% и их значения близки в разные месяцы. Для минимума 24/25 вариации потока низкоэнергичных частиц значительно отличаются от вариаций в других циклах (21 и 23-го) с тем же направлением глобального поля Солнца, причем вариации достигают 8.6% в конце 2019 г. Высота восстановленных потоков КЛ в 24/25 для средне- и высокоэнергичных частиц превышает модуляцию в циклах с аналогичным направлением магнитного поля, но незначительно ($a_{10} = 3.1\%$, $a_{20} = 1.1\%$ в 10.2019 г.) Это обстоятельство может говорить о смягчении спектра в минимуме 24/25, и подтверждением этому является результат определения показателя спектра γ , приведенного со стандартной статистической ошибкой для 1976–2020 гг. на рис. 3, где также приведена картина долговременных вариаций a_{10} с $R = 10$ ГВ. Сравнение показателя спектра γ для минимумов трех последних циклов (22/23, 23/24 и 24/25) показывает, что смягчение началось в 24/25 уже с 2017 г. ($\gamma = 2$), для 23/24 – $\gamma = 1.8$, для 22/23 – $\gamma = 0.9$. Полученный нами мягкий спектр долговременных вариаций КЛ в минимуме 24/25 подтверждается результатами, полученными в работе [Fu et al., 2021] с привлечением данных КА ACE/CRIS и нейтронных мониторов.

Исследуя модуляцию КЛ, довольно часто в качестве данных по их интенсивности используют результаты мониторинга КЛ на отдельных станциях, оснащенных нейтронными мониторами и телескопами или результаты наблюдений в пунктах, выполняющих стратосферное зондирование. С целью сравнения характеристик плотности восстановленных потоков КЛ для тех же периодов минимумов СА (для которых получены вариации с жесткостью $R = 5, 10, 20$ ГВ), были определены вариации КЛ для отдельных станций и пунктов наблюдений КЛ с разными жесткостями геомагнитного обрезания. Для этого в качестве примера на рис. 2d1–e1 приведены вариации для двух последних минимумов (23/24 и 24/25). Вышеприведенное обсуждение вариаций, рассчитанных по ГСМ для жесткостей 5, 10, 20 ГВ не противоречит вариациям, полученным для отдельных детекторов в общем временном ходе вариаций КЛ с разными жесткостями, но расхождение в деталях иногда не позволяет сделать правильный вывод о наблюдаемой модуляции. В работе не делается определенного заключения о различии времени достижения максимума КЛ в минимуме 24/25, полученном с помощью ГСМ и по наблюдаемым вариациям на отдельных станциях с разными детекторами. Понятно, что разные детекторы могут иметь отличия в вариациях, что может быть связано не только с нестабильностью, но и с разными характеристиками детекторов. Существенно, что рассматриваемый последний максимум КЛ плоский, и это вносит неопределенность в положение максимума. К со-

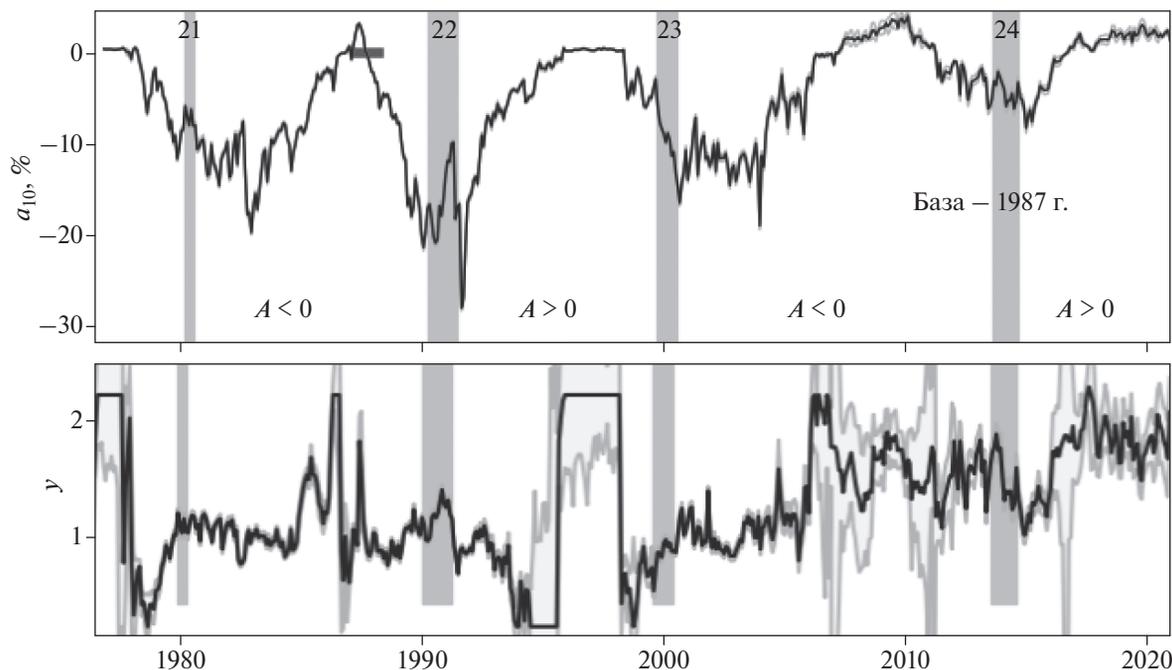


Рис. 3. Временные изменения вариаций КЛ a_{10} и показателя спектра γ (черные кривые) со стандартной статистической ошибкой (серые) для 1976–2020 гг.

жалению, данные по большой энергии имелись только до середины 2020 г., а данные по малым энергиям в данной работе не рассматриваются. Поэтому приведенные результаты следует считать предварительными и их стоит дополнить и уточнить в будущем.

Если при получении вариаций с помощью метода ГСМ для жесткостей 5, 10, 20 ГВ точность результатов в минимуме 24/25 определяется адекватностью используемой модели вариаций КЛ, то для многих отдельных работающих станций КЛ при определении точности необходимо учитывать спорадические изменения эффективности и дрейф данных регистрации КЛ. Вопрос о долгосрочной стабильности детекторов подробно изложен в работе [Белов и др., 2007], выводы которой подтверждаются здесь и говорят о преимуществах использования при исследовании долгосрочных вариаций модельного подхода для определения спектральных характеристик.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПИСАНИЯ ДОЛГОПЕРИОДНЫХ ВАРИАЦИЙ КЛ С ПОМОЩЬЮ МОДЕЛИ, ОСНОВАННОЙ НА СОЛНЕЧНО-ГЕЛИОСФЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ

Для моделирования вариаций КЛ электромагнитными полями гелиосферы нами предложена полуэмпирическая многопараметрическая модель [Белов и др., 2002; Белов и Гушина, 2018], в которой долгопериодная модуляция КЛ описы-

вается вышеперечисленными характеристиками $hcst$, B_{ss} , H_{pol} , $CMEi$ и A_i с детальным обоснованием их выбора. Для этих индексов и амплитуд изотропной части вариаций КЛ с жесткостью 5, 10, 20 ГВ a_5 , a_{10} , a_{20} (% к базе 01–12.1987 г.) выполнен многопараметрический регрессионный анализ с учетом запаздывания для каждого модуляционного параметра и выявлена роль каждого из них в модуляции КЛ в 1991–1999, 2000–2013 и 2014–2020 гг. Отметим: учет влияния 22-летнего цикла полярного поля Солнца H_{pol} на плотность КЛ выполнен с помощью введения поправки в амплитуду вариаций $a_{H_{pol}}$ (возможность такой процедуры показана в работе [Belov et al., 2017]). Для скорректированных вариаций $a_{H_{pol}}$ выполнена многопараметрическая линейная аппроксимация вариаций КЛ. В дальнейшем предполагается использовать характеристику полярного поля Солнца H_{pol} при построении модели модуляции как отдельный солнечный индекс, учитывая результаты работы [Krainev et al., 2021]. В качестве модуляционной характеристики гелиосферного поля в модели вместо ММП (B_{inf}), используется поле на поверхности источника солнечного ветра B_{ss} , так как ранее в работе [Belov et al., 1999] было показано, что замена в эмпирической модели долгосрочных вариаций КЛ модуля межпланетного магнитного поля у Земли B_{inf} на величину среднего магнитного поля на поверхности источника солнечного ветра B_{ss} не только возможна, но даже улучшает качество модели.

Таблица 2. Вклады в модуляцию от воздействия различных солнечно-гелиосферных характеристик для частиц с $R = 5, 10, 20$ ГВ

R, ГВ	период/индексы	Вклады, %			
		A_l	B_{ss}	$CMEi$	$hcst$
5	4.1991–7.1999 гг.	5.0	–5.1	–3.6	–11.7
10	4.1991–7.1999 гг.	3.0	–4.0	–2.7	–5.3
20	4.1991–7.1999 гг.	0.8	–2.2	–1.9	–1.6
5	5.2000–7.2013 гг.	–1.5	–16.2	–3.9	–8.8
10	5.2000–7.2013 гг.	–0.9	–9.2	–1.8	–2.8
20	5.2000–7.2013 гг.	–0.4	–5.2	–1.1	0.2
5	8.2014–10.2020 гг.	1.7	–6.4	–3.4	–5.3
10	8.2014–10.2020 гг.	–0.5	–1.9	–3.0	–1.2
20	8.2014–10.2020гг.	–0.2	–1.0	–1.2	0.7

Модуляцию 24/25-го цикла $A > 0$ мы сравниваем с модуляцией в предыдущих циклах 22/23 и 23/24, т.е. в цикле с совпадающим знаком A в минимуме SA (22/23) и соседним минимумом, когда $A < 0$, чтобы сравнить зависимость модуляции частиц разных жесткостей от направления глобального магнитного поля Солнца.

В результате модельного описания вариаций КЛ, проведенного отдельно для вариаций a_5, a_{10}, a_{20} для трех периодов, получены: коэффициент корреляции (ρ), среднеквадратичное отклонение модели (σ), регрессионные характеристики (k) и времена запаздывания вариаций КЛ относительно индексов SA ($t_{зап}$). Совокупность используемых индексов хорошо воспроизводит наблюдаемые вариации (при описании модуляции в анализируемых периодах $\rho = 0.96–0.98$, среднеквадратичное отклонение $0.34–2.43, \%$); 24-й цикл отличается исключительно слабой модуляцией КЛ; ниже рассмотрены возможные причины такой модуляции КЛ с количественными оценками вклада (табл. 2) в наблюдаемую модуляцию КЛ различных характеристик солнечной деятельности в период 2014–2020 гг. ($A > 0$) и выполнено сравнение с вкладами в 1991–1999 гг. ($A > 0$) и 2000–2013 гг. ($A < 0$).

Соответствующая модель для выбранных характеристик имеет вид:

$$\alpha(t) = k_0 + k_{hcst} \frac{\sum_{\tau=0}^{\tau_{hcst}} [1 + \alpha_{H_{pol}} H_{pol}(t - \tau)] hcst(t - \tau)}{\tau_{hcst} + 1} +$$

$$+ k_{CMEi} \frac{\sum_{\tau=0}^{\tau_{CMEi}} CMEi(t - \tau)}{\tau_{CMEi} + 1} + k_{A_l} \frac{\sum_{\tau=0}^{\tau_{A_l}} A_l(t - \tau)}{\tau_{A_l} + 1} +$$

$$+ k_{B_{ss}} \frac{\sum_{\tau=0}^{\tau_{B_{ss}}} B_{ss}(t - \tau)}{\tau_{B_{ss}} + 1} + k_{H_{pol}} \frac{\sum_{\tau=0}^{\tau_{H_{pol}}} H_{pol}(t - \tau)}{\tau_{H_{pol}} + 1}.$$

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наблюдаемые и ожидаемые вариации КЛ в анализируемых периодах 1991–1999, 2000–2013, 2014–2020 гг. в циклах SA с определенной полярностью глобального магнитного поля Солнца и вклады в модель модуляции от изменений солнечно-гелиосферных характеристик представлены на рис. 4 и в табл. 2. Анализируя полученные результаты моделирования, отметим: в период 1991–1997 гг. $A > 0$ для $R = 5$ ГВ определяющая роль в создании модуляции по величине вклада (11.7%) принадлежит наклону токового слоя $hcst$. На уменьшение влияния угла наклона $hcst$ на модуляцию КЛ и снижение эффективности его воздействия было обращено внимание ранее в работе [Гушина и др., 2014] в период слабой модуляции КЛ, но отмеченное уменьшение влияния $hcst$ относилось к частицам с $R = 10$ ГВ и к периоду, когда $A < 0$. Здесь же эффективность могла измениться по двум причинам: направление глобального поля Солнца $A > 0$ и малая энергия частиц. Для $R = 10$ ГВ и $R = 20$ ГВ для периода 1991–1997 гг. вклады в модуляцию от действия $hcst$ и B_{ss} отличаются незначительно. Для периода 2000–2013 гг. $A < 0$ модуляция КЛ преимущественно определяется изменением характеристики B_{ss} (среднее магнитное поле на поверхности источника солнечного ветра) для всего жесткостного интервала. Для периода 2014–2020 гг. $A > 0$ основную роль в создании модуляции КЛ для $R = 5$ ГВ играют вклад среднего магнитного поля B_{ss} (6.4, %) и наклон токового слоя $hcst$ (5.3, %) с близкими значениями величин вкладов в модуляцию КЛ. Для частиц с жесткостями 10 и 20 ГВ при общей малой амплитуде вариаций в этот период вклад от влияния $CMEi$ индекса на модуляцию несколько превышает вклады в модуляцию от других характеристик (что может быть связано с увеличением величины $CMEi$ - индекса в конце 2014 и в 2015 г.).

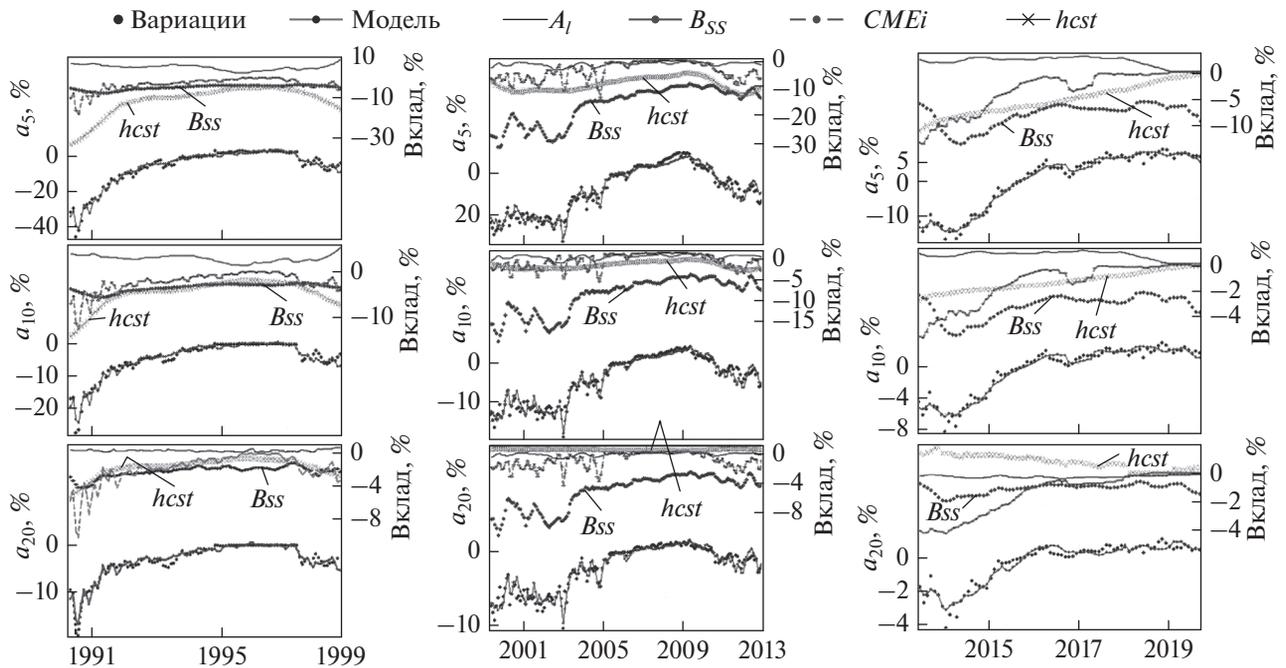


Рис. 4. a_5 , a_{10} , a_{20} (левая шкала – % к 1987 г.) – вариации плотности КЛ с жесткостью 5, 10, 20 ГВ (точки, в нижней части рисунков) и результат их моделирования (сплошная кривая); верхняя часть рисунков – вклад от изменений: наклона $hcst$ (крестики), среднего магнитного поля Солнца B_{ss} (ромбики), $CMEi$ -индекса (пунктир) и площади приэкваториальных корональных дыр A_1 (сплошная тонкая); правая шкала – вклад в полную модуляцию в % от действия вышеперечисленных индексов СА в периоды: 1991–1999 гг. (левый столбик), 2000–2013 гг. (в центре) и в 2014–2020 гг. (правый столбик).

Модуляция КЛ в 24-м и начале 25-го циклов СА, самая слабая (по сравнению с другими циклами) за время наблюдения КЛ, что должно объясняться разным воздействием на КЛ конкретных физических процессов (дрейфа, диффузии, конвекции и адиабатического изменения энергии), создающих модуляцию. Взаимодействие главных механизмов модуляции и роль модуляционных характеристик в создании общей модуляции меняется с солнечными циклами [Potgieter, 2013; Belov et al., 2017]. Точечный слой – самая большая магнитная неоднородность в гелиосфере, с которой взаимодействуют КЛ, место наиболее эффективного дрейфа. Сравнивая модуляцию частиц разной энергии в периоды с одинаковым направлением глобального магнитного поля, отметим: в минимуме СА значения $hcst$ падают (от 9.3° в минимуме 22/23 до 6.6° в период минимума 24/25), что может отразиться на эффекте дрейфа при распространении КЛ.

Выше подробно сказано о различии величин вклада в модуляцию от воздействия солнечно-гелиосферных индексов на частицы с жесткостью 5, 10, 20 ГВ в периоды разного направления глобального поля Солнца. В представленной модели модуляции вклад в общую модуляцию от эффекта дрейфа КЛ в 24-м цикле ниже. В работе [Modzelewska et al., 2019] получена значительно мень-

шая величина эффекта дрейфа в 24-м цикле СА по сравнению с начавшимся 24/25 минимумом 24/25 (2017–2018 гг.). В модели модуляции для периода 2000–2013 гг. $A < 0$ упомянутое выше преобладание вклада от воздействия на КЛ крупномасштабного магнитного поля на Солнце, которое выражено в предложенной модели в величине индекса B_{ss} , может говорить (с учетом связи B_{inf} и B_{ss}) о возрастании роли диффузии КЛ при распространении в гелиосфере с пониженным ММП [Калинин и др., 2017]. Преобладание процесса диффузии в модуляции КЛ при $A < 0$ (в нашем анализе период 2000–2013 гг.) подтверждают также результаты работы [Modzelewska et al., 2019], вывод которой сделан из анализа 22-летней периодичности анизотропии потока КЛ.

6. ВЫВОДЫ

Выполнен анализ вариаций КЛ, полученных с помощью ГСМ и многопараметрической модели жесткостной зависимости в периоды, близкие к минимумам 20–24 циклов СА для частиц с жесткостями $R = 5, 10, 20$ ГВ. Показаны особенности восстановленных потоков частиц в периоды низкой СА, отличающихся высотой и временем достижения максимума для анализируемых жесткостей. Особо отмечаются вариации в двух послед-

них минимумах СА, указывающих на аномально большое возрастание потоков плотности КЛ (особенно для малых энергий) как ответ космического излучения на начавшееся в конце 22-го цикла СА ослабление магнитного поля на Солнце и изменений солнечно-гелиосферных характеристик, ответственных за модуляцию КЛ. В последнем минимуме СА (2019 г.) вариации КЛ имеют очень мягкий жесткостной спектр.

Проведенное исследование говорит о преимуществах использования глобально-спектрографического метода и модельного подхода при исследовании долговременных вариаций для определения спектральных характеристик, а не данных регистрации КЛ на отдельных станциях.

В последние 15 лет наблюдается общее существенное смягчение спектра вариаций КЛ.

Сравнение модуляции в 24/25-м цикле ($A > 0$) с модуляцией в предыдущих циклах 22/23 и 23/24-м, т.е. в цикле с совпадающим знаком A в минимуме СА (22/23) и соседним минимумом, когда $A < 0$, выявило зависимость модуляции частиц анализируемых жесткостей ($R = 5, 10, 20$ ГВ) от направления глобального магнитного поля Солнца.

В результате модельного описания вариаций КЛ, проведенного отдельно для вариаций a_5, a_{10}, a_{20} для трех периодов с разным направлением глобального магнитного поля Солнца, впервые определены вклады в модель модуляции от изменений солнечно-гелиосферных характеристик и сделано предположение о роли процессов дрейфа, диффузии и корональных выбросов массы в создании наблюдаемой плотности космического излучения.

7. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны коллективам мировой сети станций космических лучей, обеспечивающим данными непрерывной регистрации нейтронной компоненты: (http://cr0.izmiran.ru/ThankYou/Our_Acknowledgment.pdf); благодарим базу данных NMDB (www.nmdb.eu). Работа базируется на экспериментальных данных УНУ “Российская национальная сеть станций космических лучей”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белов А.В., Гущина Р.Т., Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д., Янке В.Г. Связь долговременной модуляции космических лучей с характеристиками глобального магнитного поля Солнца // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 42. № 6. С. 727–735. 2002.
- Белов А.В., Гущина Р.Т., Ерошенко Е.А., Юдахин К.Ф., Янке В.Г. Оценка долговременной стабильности детекторов глобальной сети нейтронных мониторов // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 47. № 2. С. 267–271. 2007. <https://doi.org/10.1134/S0016793207020144>

— Белов А.В., Гущина Р.Т., Янке В.Г. Вклад изменений различных солнечных индексов в циклах 20–23 и 24 в модуляцию космических лучей // Известия РАН. Сер. физ. Т. 81. № 2. С. 165–169. 2017. <https://doi.org/10.3103/S1062873817020101>

— Белов А.В., Гущина Р.Т. Индекс долговременного влияния спорадической солнечной активности на модуляцию космических лучей // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 58. № 1. С. 3–10. 2018. <https://doi.org/10.7868/S0016794018010030>

— Гущина Р.Т., Белов А.В., Янке В.Г. Спектр долгопериодных вариаций в минимуме солнечной активности 2009 г. // Известия РАН. Сер. физ. Т. 77. № 5. С. 577–580. 2013. <https://doi.org/10.7868/S0367676513050244>

— Гущина Р.Т., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Обридко В.Н., Паорис Е., Шельтинг Б.Д. Модуляция космических лучей на фазе роста солнечной активности 24-го цикла // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 54. № 4. С. 470–476. 2014. ISSN: 0016-7940

— Гущина Р.Т., Белов А.В., Тлатов А.Г., Янке В.Г. Корональные дыры в долговременной модуляции космических лучей // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 56. № 3. С. 275–282. 2016. <https://doi.org/10.7868/S0016794016030068>

— Калинин М., Базилевская Г., Крайнев М., Свирижевская А., Свирижевский Н., Стародубцев С. Модуляция галактических космических лучей в солнечных циклах 22–24: анализ и физическая интерпретация // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 57. № 5. С. 592–601. 2017. <https://doi.org/10.7868/S001679401705011>

— Крымский Г.Ф., Алтухов А.М., Кузьмин А.И., Кривошапкин П.А., Скрипин Г.В., Чирков Н.П. Распределение космических лучей и приемные векторы детекторов // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 6. № 6. С. 991–996. 1966.

— Belov A.V., Veselovsky I.S., Gushchina R.T., Dmitriev A.V., Panassenko O.V., Suvorova A.V., Yanke V.G. Relation of the long time galactic cosmic rays variations with the magnetic field on the Sun and in the solar wind // Izvestia RAN. Ser. Phys. V. 62. № 8. P. 1606–1610. 1999.

— Belov A.V., Shelting B.D., Gushchina R.T., Obriдко V.N., Kharshiladze A.F., Yanke V.G. Global magnetic field of the Sun and long term variations of galactic cosmic rays // J. Atmos. Terr. Phys. V. 63. № 18. P. 1923–1929. 2001. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(01\)00073-6](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(01)00073-6)

— Belov A.V., Dorman L.I., Gushchina R.T., Obriдко V.N., Shelting B.D., Yanke V.G., Prediction of expected global climate change by forecasting of galactic cosmic ray intensity time variation in near future based on solar magnetic field data // Adv. Space Res. V. 35. № 3. P. 491–495. 2005.

— Belov A.V., Gushchina R.T., Yanke V.G. Contributions from changes in various solar indices in cycles 20–23 and 24 to the modulation of cosmic rays // Bull. RAS: Physics. V. 81. № 2. P. 146–150. 2017. <https://doi.org/10.3103/S1062873817020101>

— Forbush S.E. World wide cosmic ray variations, 1937–1952 // J. Geophys. Res. V. 59. P. 525–542. 1954.

— Fu Shuai, Zhang Xiaoping, Zhao Lingling, Li Yong. Variations of the galactic cosmic rays in the recent solar cycles // Astrophys. J. Suppl. S. V. 254:37 (12pp). № 2. 2021. <https://doi.org/10.3847/1538-4365/abf936>

- *Heber B., Belov A.V., Raviart A., Paizis C., Eroshenko E.A., Yanke V., Droge W., Green G., Rohrs K.* Latitudinal and radial variation of >2 GeV/n protons derived by UlyssesCO-SPIN/KET and neutron monitor network observations // Proc. 25th ICRC. Durban. V. 2. P. 85–88. 1997.
– <http://cosray.shinshu-u.ac.jp/crest/DB/>
– <http://wso.stanford.edu/>
– https://sites.lebedev.ru/ru/DNS_FIAN
– *Krainev M., Kalinin M., Aslam O.P.M., Ngobeni D., Potgieter M.* On the dependence of maximum GCR intensity on heliospheric factors for the last five sunspot minima // Adv. Space Res. V. 68. № 7. P. 2953–2962. 2021.
– *Modzelewska R., Iskra K., Wozniak W., Siluszyk M., Alania M.V.* Features of the galactic cosmic ray anisotropy in solar cycle 24 and solar minima 23/24 and 24/25 // Solar Phys. V. 294. № 148. P. 1–16. 2019.
<https://doi.org/10.1007/s11207-019-1540-5>
– *Obridko V.N., Shelting B.D.* Structure of the heliospheric current sheet as considered over a long time interval (1915–1996) // Solar Phys. V. 184. № 1. P. 187–200. 1999.
– *Potgieter M.* Solar Modulation of Cosmic Rays // Living Rev. Solar Phys. V. 10. № 3. 2013.
<https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-3>
– *Reinecke J.P., Potgieter M.S.* An explanation for the difference in cosmic ray modulation at low and neutron monitor energies during consecutive solar minimum periods // J. Geophys. Res. V. 99. № A8. P. 14761–14768. 1994.
<https://doi.org/10.1029/94JA00792>

ИСТОЧНИКИ ДЛИННОПЕРИОДНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЛЬСАЦИЙ ПЕРЕД НАЧАЛОМ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

© 2022 г. И. В. Зимовец¹, *, А. Б. Нечаева¹, **,
И. Н. Шарыкин¹, ***, Б. А. Низамов², ****

¹Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН),
г. Москва, Россия

²Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (ГАИШ МГУ),
г. Москва, Россия

*e-mail: ivanzim@iki.rssi.ru

**e-mail: nechaeva.ab@phystech.edu

*** e-mail: ivan.sharykin@phystech.edu

**** e-mail: nizamov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 28.02.2022 г.

После доработки 22.03.2022 г.

Принята к публикации 30.03.2022 г.

В работе [Tan et al., 2016] утверждается, что перед значительной долей (26–46%) “изолированных” солнечных вспышек наблюдаются длиннопериодные (с периодом $P = 1.9–47.3$ мин и длительностью 1–2 ч) квазипериодические пульсации (КПП) в диапазоне мягкого рентгеновского излучения. Результаты получены по данным инструмента GOES/XRS без пространственного разрешения. В данной работе мы выполнили анализ источников таких КПП перед 35 “изолированными” вспышками класса X на основе “quick-look” изображений RHESSI в диапазоне 6–12 кэВ и установили, что события можно разделить на два типа. В событиях типа I источники всех КПП и основной вспышки располагаются в одной активной области (АО) на Солнце, тогда как в событиях типа II источники по крайней мере части КПП располагаются в другой АО, нежели АО вспышки. Более детальный анализ двух событий типа I и трех событий типа II с помощью изображений RHESSI в рентгеновском и SDO/AIA в ультрафиолетовом диапазоне показывает, что источники рентгеновских пульсаций в одной АО располагаются в разных местах (в пределах ~ 20 Мм друг от друга и от основной вспышки), причем их появление соответствует появлению новых петлеобразных ультрафиолетовых источников. Мы приводим наблюдательные аргументы в пользу того, что предполагаемые в работе [Tan et al., 2016] механизмы, основанные на осцилляциях корональных петель как LRC электрических контуров или МГД-осцилляциях петель, маловероятны. Более перспективными для объяснения рассматриваемых КПП представляется механизм осциллирующего пересоединения. В событиях типа I оно происходит в одной АО, тогда как в событиях типа II оно может происходить параллельно в нескольких разнесенных АО, и для объяснения этого обстоятельства требуется предположить когерентность подфотосферного всплывания магнитных потоков в разных участках Солнца. Это предположение требует дальнейшей проверки.

DOI: 10.31857/S0016794022040186

1. ВВЕДЕНИЕ

Вспышки, происходящие в активных областях (АО) на Солнце, представляют собой эпизоды трансформации магнитной энергии во внутреннюю и механическую энергию плазмы, в кинетическую энергию ускоренных нетепловых частиц [Priest and Forbes, 2002; Somov, 2013; Fleishman et al., 2020]. Нагреваемая до десятков миллионов градусов плазма и ускоренные до релятивистских скоростей частицы посредством различных меха-

низмов излучают в широком спектре от радиоволн до гамма-лучей. Благодаря этим излучениям вспышки и наблюдаются на Солнце [Fletcher et al., 2011; Benz, 2017]. Крупные вспышки, в особенности вспышки рентгеновского класса X, наряду с часто сопровождаемыми корональными выбросами массы (КВМ), являются одними из наиболее мощных природных источников энерговыделения в Солнечной системе и оказывают значительное влияние на космическую погоду. По этой причине их изучение и надежное количественное

прогнозирование имеет практическое значение [Петрукович и др., 2008; Schrijver et al., 2015].

Вспышки имеют несколько характерных фаз. При рассмотрении временных профилей в диапазоне мягкого рентгена обычно выделяются: (а) предвспышечная (или предимпульсная) фаза до условного начала (б) импульсной фазы (или фазы роста) до наступления основного максимума и (в) фаза спада после максимума. Наиболее сильная перестройка магнитных полей и электрических токов, ускорение частиц и нагрев плазмы происходят в импульсной фазе. Дальнейшая перестройка магнитной конфигурации вспышечной области, энерговыделение и ускорение частиц продолжаются и во время фазы спада, но обычно менее интенсивно (на больших высотах, в относительно более слабых магнитных полях и при более низких концентрациях плазмы), и в итоге прекращаются.

Считается, что во время предвспышечной фазы за счет всплытия новых магнитных потоков, движений плазмы под и на фотосфере в атмосфере АО происходит эволюция магнитных структур к неустойчивому состоянию, в результате чего и начинается импульсная фаза вспышки. Предвспышечная фаза может сопровождаться различными явлениями, в частности, активизацией волокон, локальным нагревом плазмы и уярчениями в разных спектральных диапазонах [Bumba and Krivsky, 1959; Martin, 1980; Charikov and Pharaohov, 1983; Webb, 1985; van Hoven and Hurford, 1986; Chifor et al., 2007; Zimovets et al., 2009; Gyenge et al., 2016; Wang et al., 2017]. В литературе встречаются разные названия этих явлений предвспышечной активности: предвспышки, предвестники или прекурсоры вспышек. Они обычно наблюдаются в окрестности линии инверсии магнитной полярности (ЛИМП) в АО, где в последствии происходит основная вспышка [Chifor et al., 2007; Wang et al., 2017]. Изучение предвестников важно для понимания триггерных механизмов вспышек, их можно использовать для прогнозирования вспышек и КВМ.

Одним из специфических видов предвспышечной активности являются квазипериодические флуктуации (КПФ), квазипериодические осцилляции (КПО) или квазипериодические пульсации (КПП) электромагнитного излучения. В начале 1970-ых годов на Солнце были обнаружены КПФ в радиодиапазоне [Durasova et al., 1971] и вскоре после этого было установлено, что их параметры меняются перед вспышками, в частности, увеличивается их спектральная мощность [Aleshin et al., 1973; Kobrin et al., 1973]. Этот эффект был зафиксирован для микроволновых КПФ с различными периодами: 3 мин [Abramov-Maximov et al., 2011; Sych et al., 2009], 10 мин [Абрамов-Максимов и Бакунина, 2018] и 100 мин

[Abramov-Maximov and Bakunina, 2019]. В недавней работе [Abramov-Maximov and Bakunina, 2020] было показано, что перед 75% вспышек детектируются микроволновые КПФ с периодами от нескольких секунд до нескольких минут и длительностью от 2 до 70 мин. Предполагается, что возникновение этих КПФ может быть связано с усилением амплитуды магнитогидродинамических (МГД) волн, вследствие изменений физических параметров в АО в ходе предвспышечной эволюции.

КПП с различными периодами (от ~2 до ~90 мин) также обнаруживаются перед солнечными вспышками в мягком рентгеновском диапазоне [Жданов, 1985; Жданов и Чариков, 1985]. В работе [Tan et al., 2016] были рассмотрены “изолированные” солнечные вспышки за период времени с 2010 г. по 2016 г. и показано, что длиннопериодные (~2–47 мин) КПП обнаруживаются перед 26% вспышек класса C, 43% класса M и 46% класса X. Под “изолированной” подразумевается вспышка, как минимум за 2 ч до начала которой не было другой вспышки аналогичного рентгеновского класса. Для анализа использовались временные профили температуры $T(t)$ плазмы вспышечной области, рассчитанные стандартным методом в одно-температурном приближении из профилей потоков в каналах 0.5–4 и 1–8 Å инструмента X-Ray Sensor (XRS) на борту космических аппаратов серии GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite) [White et al., 2005]. Были использованы следующие критерии отбора событий с предвспышечными КПП: 1) пульсации наблюдаются в интервале времени длительностью 2 ч до начала вспышки, 2) их общая продолжительность не менее 30 мин и количество пульсаций не менее четырех ($N \geq 4$), 3) время между пиками двух последовательных пульсаций (период, P) не менее 1 мин, причем максимальный и минимальный периоды удовлетворяют критерию $P_{\max} \leq 2P_{\min}$ (критерий квази-периодичности), 4) амплитуда пиков пульсаций превышает два стандартных отклонения фона ($2\sigma_{\text{bckg}}$).

На основе характерных наблюдаемых периодов и известных величин электрического тока в АО в работе [Tan et al., 2016] высказана гипотеза, что основным механизмом длинноволновых предвспышечных КПП может служить механизм осцилляции электрического LRC контура, которым могут являться корональные петли с продольным током [Zaitsev et al., 1998; Степанов и Зайцев, 2018]. Однако было отмечено, что поскольку наблюдения выполнены без пространственного разрешения источников пульсаций, другие механизмы, в частности основанные на МГД-осцилляциях в петлях, не могут быть исключены. В работе [Tan et al., 2016] также высказана идея о том, что поскольку длиннопериодные

рентгеновские КПП наблюдаются перед значительным процентом вспышек (в особенности наиболее мощных классов М и X), то они могут быть использованы для построения прогноза солнечных вспышек.

Цель представленной работы – определить пространственное положение источников длиннопериодных рентгеновских КПП перед вспышками и выполнить проверку гипотезы [Tan et al., 2016] об их механизме. В частности, определить взаиморасположение источников предвспышечных КПП по отношению к основной вспышке и выяснить: а) находятся ли источники КПП в той же самой АО, где и вспышка, б) если да, то находятся ли источники всех КПП одного события в одном месте (в одной корональной петле) или они появляются в различных местах (в различных петлях).

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В этой работе мы используем каталог “изолированных” солнечных вспышек из статьи [Tan et al., 2016]. В явном (табличном) виде он не представлен в статье [Tan et al., 2016], но ее первый автор (проф. Баолин Тан) передал его нам посредством личной коммуникации. Каталог, в частности, содержит дату, время начала и пика вспышки, рентгеновский класс, номер вспышечной АО, средний период $\langle P \rangle$ и стандартное отклонение периода $\sigma(P)$ предвспышечных КПП по данным временного профиля температуры $T(t)$ GOES/XRS. Каталог содержит 43 “изолированных” вспышки класса X, 187 – класса М и 200 – класса С за 2010–2016 гг. В этой работе мы ограничиваемся рассмотрением в основном вспышек класса X с предвспышечными КПП, как наиболее мощными и потенциально геоэффективными событиями.

Для определения положений рентгеновских источников предвспышечных КПП и самих вспышек X класса мы, прежде всего, пользуемся “quick-look” изображениями в диапазоне энергий 6–12 кэВ, построенными по данным космического аппарата Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) [Lin et al., 2002] и доступными в базе данных (например, по адресу (<http://sprg.ssl.berkeley.edu/~tohban/browser/>)). Эти изображения синтезированы в основном с помощью алгоритма *Clean* [Hurford et al., 2002] с использованием коллимирующих решеток 3 (полуширина на полувысоте функции рассеяния точки 6.79 угл. с; 1 угл. с в центре диска Солнца соответствует ~ 725 км) и выше. В качестве положения рентгеновского источника в каждом рассматриваемом интервале времени берутся гелиопроекции (НРС) координаты центра апроксимации источника двумерной гауссианой.

Более детально мы исследовали положения источников рентгеновских предвспышечных КПП в четырех событиях X, М и С классов, для которых в статье [Tan et al., 2016] (Fig. 2) в явном виде приведены временные профили потоков излучения в каналах 0.5–4 и 1–8 Å GOES/XRS и температуры (см. события № 1–4 в табл. 1). Эти события обозначены авторами как “типичные”. Дополнительно, для сравнения, мы также рассмотрели еще одно событие (M1.9 17.02.2013, № 5 в табл. 1), явно не представленное в [Tan et al., 2016], но содержащееся в их каталоге (вспышек М-класса). Это событие примечательно, в частности тем, что все предвспышечные КПП и основная вспышка непрерывно, более 40 мин, наблюдались RHESSI, и ранее рентгеновские источники и электрические токи в этой вспышечной области рассматривались нами в работах [Sharykin et al., 2015; Zimovets et al., 2020]. Напомним, что RHESSI находится на низкой околоземной орбите с наклоном 38.04° и периодом обращения 96.5 мин. Поэтому примерно половину орбиты он находится в тени Земли и периодически попадает в Южно-атлантическую аномалию (South Atlantic Anomaly, SAA), во время прохождения которой детекторы отключаются для сохранения работоспособности в условиях повышенных потоков радиации. В силу этого обстоятельства, для многих событий RHESSI наблюдает только часть предвспышечных КПП.

Для этих пяти событий мы приводим временные профили темпов счета RHESSI в каналах 6–12, 12–25, 25–50 и 50–100 кэВ, скорректированные на состояние аттенуаторов A1, временные профили потоков рентгеновского излучения в каналах 0.5–4 и 1–8 Å GOES/XRS, а также профили температуры $T(t)$ и меры эмиссии $MЭ(t)$ плазмы, рассчитанные по данным двух каналов GOES/XRS в приближении модели однородной одно-температурной максвелловской плазмы [White et al., 2005].

Для этих пяти событий для каждой предвспышечной пульсации (и основной вспышки), для которой это можно сделать, мы синтезировали изображения в диапазоне 6–12 кэВ как для всего Солнца (128 × 128 пикселей каждый размером 16 × 16 угл. с), так и для локальной вспышечной области (64 × 64 пикселей каждый размером 4 × 4 угл. с или 2 × 2 угл. с). Использовались обычно коллимирующие решетки начиная с № 3 и выше и различные алгоритмы (*Back Projection* – BP, *Clean*, *Expectation Maximization* – EM) [Hurford et al., 2002; Benvenuto et al., 2013] и выбиралось наиболее качественное изображение. Длительность интервалов времени для синтеза изображений от 16 до 360 с, в зависимости от потока фотонов в рассматриваемом диапазоне энергий 6–12 кэВ.

Таблица 1. Список и характеристики исследованных вспышек и предвспышечных рентгеновских КПП, для которых в статье приведены изображения источников излучения

№	Дата	Начало, пик, УТ	Класс	Координаты HGC HPC	АО	КВМ начало, УТ	$\langle P \rangle \pm \sigma(P)$, мин	Тип
1	26.10.2014	10:04 10:56	X2.0	S14W37 594", -216"	12 192	Нет	11.4 ± 1.6	I
2	05.05.2015	22:05 22:11	X2.7	N15E79 -879", 198"	12 339	22:24	18.4 ± 3.4	II
3	25.10.2013	02:48 03:02	M2.9	S07E76 -903", -141"	11 882	03:24	16.1 ± 2.6	II
4	13.07.2012	06:23 06:29	C2.4	S27W25 +358", -433"	11 521	Нет	15.6 ± 2.6	II
5	17.02.2013	15:45 15:50	M1.9	N12E20 -356", +313"	11 675	Нет	3.7 ± 0.9	I

Примечание. HGC – гелиографические координаты в градусах. HPC – гелиопроекции координаты в угловых секундах.

В некоторых случаях (как, например, в событии C2.4 13 июля 2012 г., № 4 в табл. 1) RHESSI не наблюдал основную вспышку. Для определения положения вспышечных источников мы использовали изображения в “горячем” канале 131 Å ($\lg(T) \sim 7.0$ и ~ 5.6) инструмента Atmospheric Imaging Assembly (AIA) на борту космического аппарата Solar Dynamics Observatory (SDO) [Lemen et al., 2012]. Обычно вспышечные источники в мягком рентгене и в канале 131 Å соответствуют друг другу. Угловое разрешение SDO/AIA ≈ 1.2 угл. с (при размере пиксела ~ 0.6 угл. с), шаг по времени ~ 12 с. Мы анализируем разностные изображения в канале 131 Å с общей базой перед началом предвспышечных КПП. Разностные изображения помогают надежнее обнаруживать появление новых источников на фоне уже существующих ярких источников.

Для каждого события изображения для всех рассматриваемых интервалов времени подворачивались к одному моменту времени – к первой в серии предвспышечной пульсации – с помощью процедуры “drot_map” (SolarSoftWare, SSW (<https://www.lmsal.com/solarsoft/>)) для компенсации дифференциального вращения Солнца. Изображения, построенные по данным RHESSI и SDO/AIA для ближайших интервалов времени, совмещались и визуализировались с помощью процедуры “plot_map” в SSW.

3. АНАЛИЗ НАБЛЮДЕНИЙ

3.1. Статистика по 35 “изолированным” X-вспышкам из каталога

Анализ “quick-look” изображений RHESSI дает следующие результаты. В $\sim 31\%$ изолированных вспышек класса X источники всех предвспышечных КПП располагаются в той же АО, что и ос-

новная вспышка. Такие события мы относим к типу I. Примером события такого типа является вспышка X класса 26 октября 2014 г., № 1 в табл. 1 (также там приведена еще одна вспышка № 5 этого типа, но M-класса). В $\sim 34\%$ событий источники по крайней мере части предвспышечных пульсаций находятся в АО, отличных от АО основной вспышки. Такие события мы относим к типу II (примеры – события № 2–4 в табл. 1). В основном в таких событиях источники предвспышечных КПП принадлежат одной АО (события № 2 и 3), но в некоторых случаях могут располагаться в нескольких АО (как в случае события № 4). В оставшихся $\sim 35\%$ случаев RHESSI по тем или иным причинам не наблюдал большую часть предвспышечных КПП. Такие события отнесем к типу III и далее не рассматриваем их в этой работе.

Рассмотрим некоторые характеристики событий типов I и II. Зависимость расстояния d между “центрами массы” (центроидами) источников предвспышечных КПП и источника основной вспышки от среднего периода КПП $\langle P \rangle$ показана на рис. 1a ромбами и квадратами для событий типов I и II, соответственно. Точки данных разделяются для двух типов событий. Расстояния для событий типа I меньше расстояний для событий типа II. Минимальные, максимальные и средние расстояния имеют следующие значения: $\min(d)_I = 1.5$ Мм, $\min(d)_{II} = 284.3$ Мм, $\max(d)_I = 90$ Мм, $\max(d)_{II} = 1227.7$ Мм, $\langle d \rangle_I = 24.4$ Мм, $\langle d \rangle_{II} = 815.6$ Мм, соответственно (нижние индексы I и II обозначают принадлежность к соответствующему типу событий). Такая разница в расстояниях событий двух типов понятна. Источники предвспышечных КПП в событиях типа I находятся в одной со вспышкой АО на относительно малых расстояниях к источнику вспышки, тогда как в событиях типа II источники КПП и вспышки

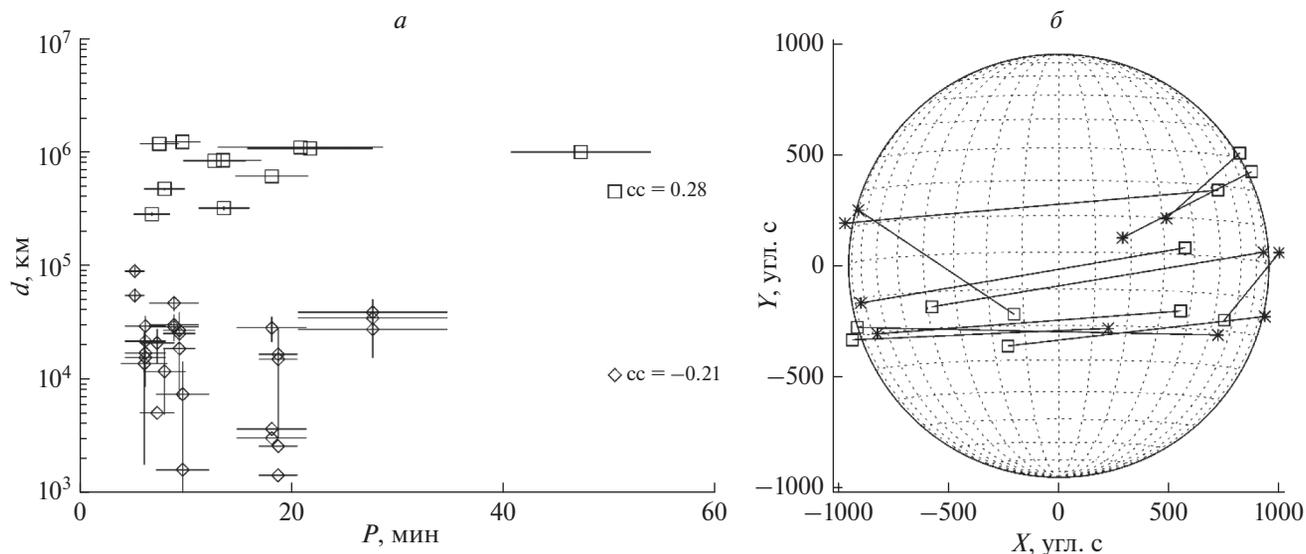


Рис. 1. (а) – Зависимость расстояния d между источниками предвспышечных рентгеновских КПП и рентгеновским источником последующей “изолированной” вспышки класса X в диапазоне 6–12 кэВ от периода P КПП для событий I (ромбы) и II (квадраты) типов. (б) – Положения рентгеновских источников вспышек (звездочки) и источников предвспышечных КПП (квадраты) в событиях II типа, соединенные прямыми отрезками на фоне солнечного диска.

располагаются в разнесенных АО на Солнце (примеры будут показаны ниже). Линейное расстояние между двумя АО в событии типа II может достигать почти двух солнечных радиусов, т.е. такие события находятся далеко друг от друга в разных полушариях Солнца (рис. 1б). Отметим также, что среднее расстояние в событиях I типа ($\langle d \rangle_I = 24.4$ Мм) в 3–5 раз превышает пространственное разрешение наиболее точных коллимирующих решеток RHESSI (№ 3 – 4.9 Мм и № 4 – 8.5 Мм), использованных для построения “quick-look” изображений. Таким образом, даже из анализа “quick-look” изображений можно сделать вывод о том, что, в среднем, положения источников предвспышечных КПП не совпадали с положением источника основной вспышки в событиях типа I (хотя и находились в той же АО).

Средний период КПП событий типа I ($\langle P \rangle_I = 12.3 \pm 7.1$ мин) меньше, чем событий типа II ($\langle P \rangle_{II} = 16.4 \pm 11.5$ мин), однако разница периодов не такая существенная, как разница расстояний между источниками КПП и вспышки.

Коэффициенты линейной корреляции Пирсона между P и d для событий I и II типов имеют следующие значения: $cc_I = -0.21$ и $cc_{II} = 0.28$, соответственно (приведены на рис. 1а), что указывает на отсутствие явной линейной связи между этими двумя параметрами.

Далее, в качестве примера, мы разберем более подробно два события I типа и три события II типа. Основные характеристики вспышек в мягком рентгене (дата, время начала и пика, класс, гелиографические и гелиопроектционные координаты,

номер родительской АО вспышки, время начала сопутствующего КВМ, если наблюдался, из каталога КВМ SOHO/LASCO, (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/) и предвспышечных КПП (средний период $\langle P \rangle$ и стандартное отклонение $\sigma(P)$) для этих событий даны в табл. 1.

3.2. Вспышка X2.0 26 октября 2014 г.

Временные профили рентгеновского излучения по данным RHESSI и GOES/XRS, а также профили температуры плазмы $T(t)$ и меры эмиссии $M(t)$ для этого события показаны на рис. 2. Серию из как минимум семи рентгеновских КПП (P1–P7) с возрастающей амплитудой и средним периодом $\langle P \rangle = 11.4 \pm 1.6$ мин можно видеть на профилях потоков в каналах 0.5–4 и 1–8 Å и $T(t)$ перед началом основной вспышки. На рис. 2в серой жирной кривой показана фиттирующая функция для предвспышечных КПП в профиле температуры следующего вида:

$$T(t) = 5 + 10^{-3}t + 6.1 \times 10^{-8}t^2 \cos\left(\frac{2\pi(t + 395)}{684}\right), \quad (1)$$

где T в единицах 10^6 К (МК), время t в секундах, начиная с 08:30 UT. Эта функция взята из работы [Tan et al., 2016] с коррекцией фазы аргумента косинуса. Отметим, что пики меры эмиссии задержаны относительно пиков температуры на $\sim 5.4 \pm 2.8$ мин для предвспышечных пульсаций и на ~ 13.7 мин для основной вспышки (рис. 2в).

RHESSI детектировал часть пульсаций P3 и P4, полностью пульсаций P5–P7 и фазу спада ос-

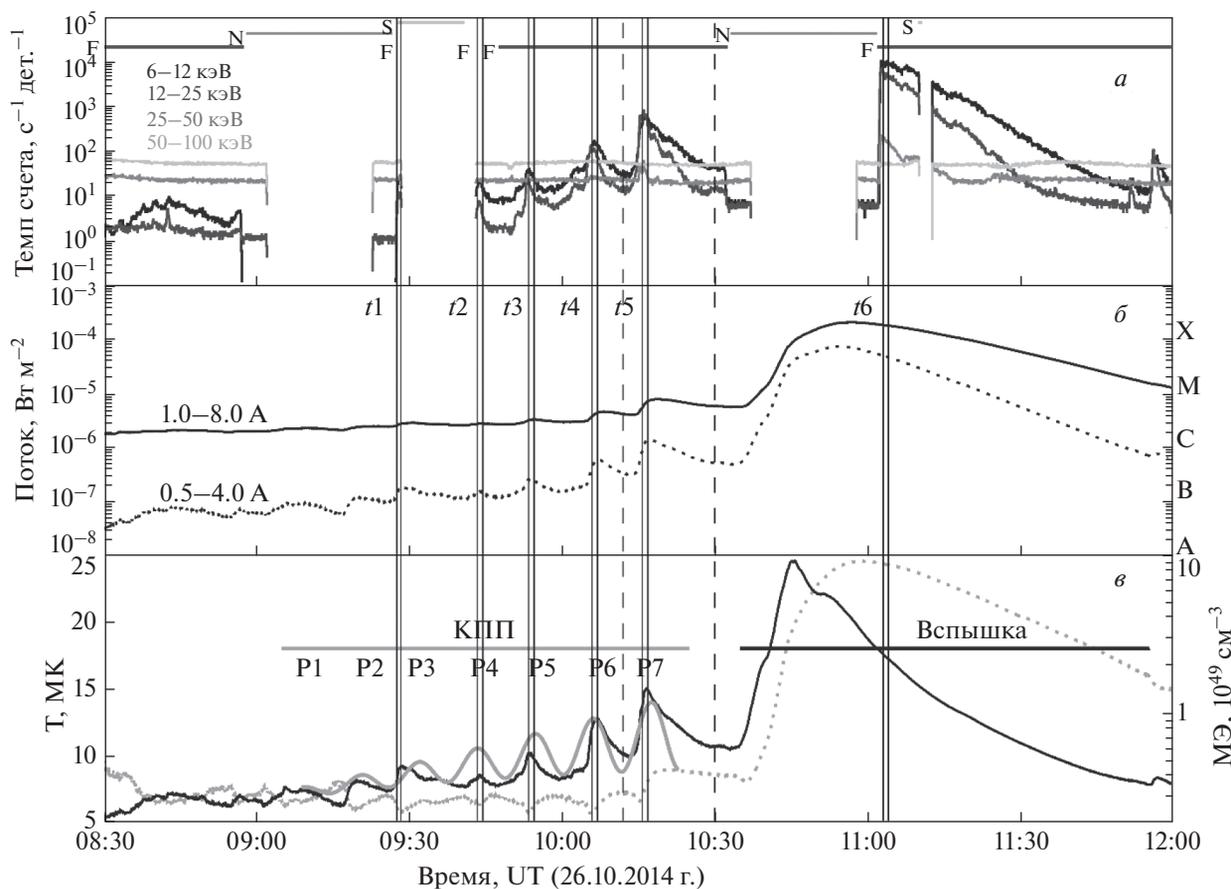


Рис. 2. Временные профили скорректированных темпов счета RHESSI (*a*), потоков рентгеновского излучения в каналах 0.5–4 и 1–8 Å GOES/XRS (*б*), температуры (сплошная черная линия) и меры эмиссии (пунктирная серая линия) вспышечной плазмы по данным GOES/XRS (*в*), перед и во время солнечной вспышки X2.0 26 октября 2014 г. Сплошная серая жирная кривая на (*в*) – визуализация функции из выражения (1). Соседние вертикальные сплошные прямые линии обозначают интервалы времени (*t1–t6*), для которых построены изображения рентгеновских источников, показанные на рис. 3. Двумя вертикальными штриховыми линиями обозначен интервал времени пульсации P7, приведенный на рис. 4.

новой вспышки класса X2.0. Пропуски были из-за нахождения RHESSI в тени земли и Южной-атлантической аномалии. Эти интервалы отмечены горизонтальными отрезками на рис. 2*a* сверху с символами “N” и “S”, соответственно.

На рисунке 3*a, б* приведены рентгеновские источники для различных интервалов времени *t1–t6*, показанных на рис. 2 вертикальными прямыми и соответствующих пульсациям P3–P7 и фазе спада вспышки. Видно, что источники для всех рассмотренных интервалов времени, включая вспышечный источник, находятся в одной АО 12192. Таким образом, это событие типа I. При этом, в разных интервалах времени источники находятся в разных местах и имеют разную форму. Расстояние между “центрами масс” источников в соседние интервалы времени варьируются от ~1 до 16 Мм. Это также прослеживается на рис. 3*в–е*, на котором на разностные изображения SDO/AIA в канале 131 Å изо-контурами

наложены рентгеновские источники. Видно, что источникам последовательных рентгеновских пульсаций соответствует появление различных ультрафиолетовых петлеобразных уярчений. Для интервала времени *t6* во время вспышки поток излучения в канале 131 Å слишком велик, вследствие чего происходит перенасыщение матриц инструмента SDO/AIA и источник наблюдается в виде размытого белого пятна сложной формы (рис. 3*ж*). Он соответствует аркаде вспышечных петель.

Чтобы разобраться, что из себя представляют отдельные предвспышечные пульсации, в качестве примера рассмотрим более детально пульсацию P7 в этом событии. Временные профили для нее (для интервала времени между двумя вертикальными штриховыми линиями на рис. 2) показаны на рис. 4*a–в*. Из этого рисунка можно видеть, что пульсация P7 обладает набором признаков, характерных для обычных солнечных

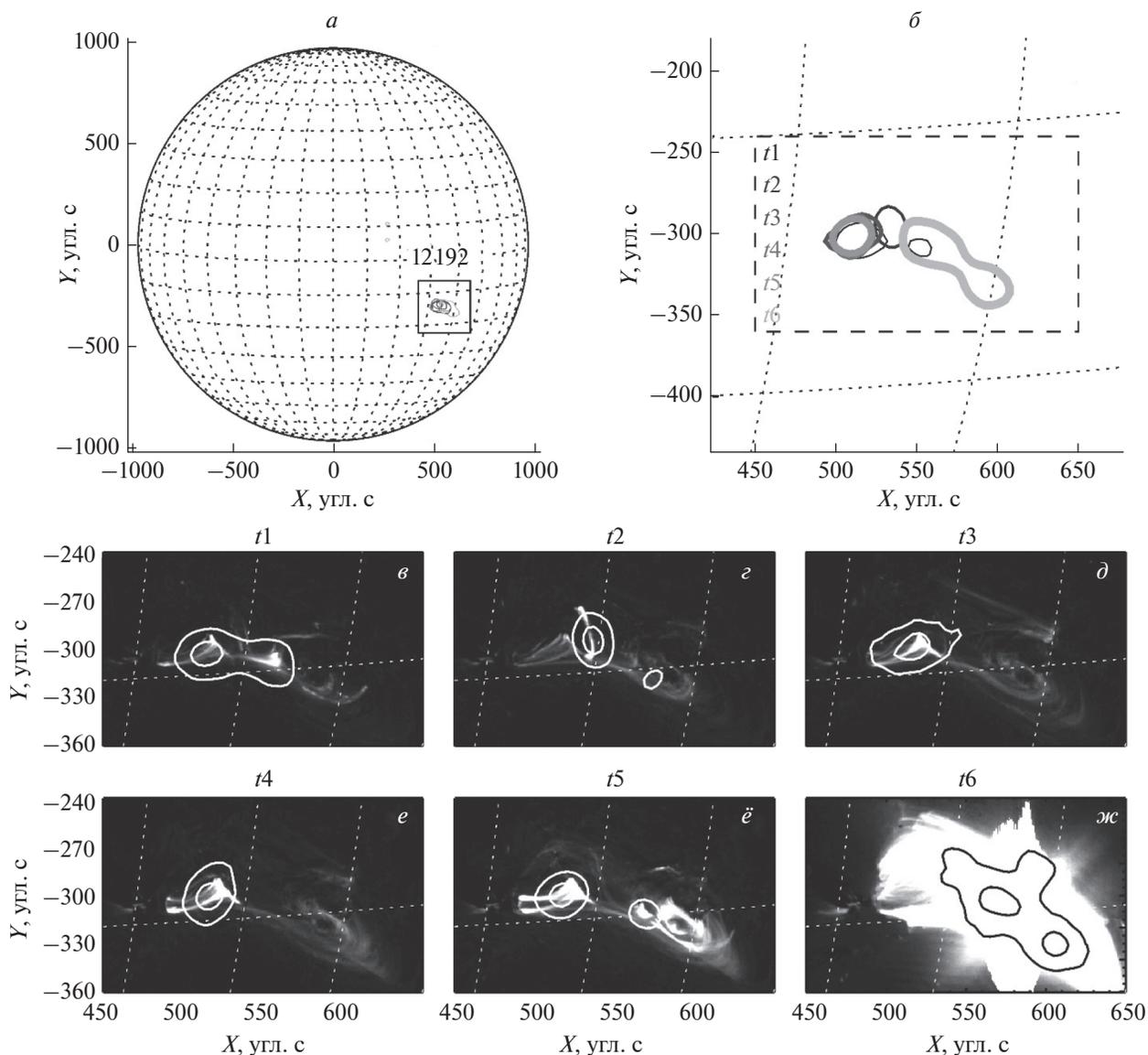


Рис. 3. Рентгеновские источники на Солнце до и во время вспышки X2.0 26.10.2014 г. по данным RHESSI в диапазоне 6–12 кэВ для интервалов времени $t1-t6$. На (а) поле зрения – все Солнце. Черный прямоугольник обозначает вспышечную область (АО 12192), показанную на (б). Разной толщиной и цветом показаны изо-контуры рентгеновских источников на уровне 50% от их максимальной яркости. Штриховой прямоугольник на (б) обозначает область, показанную на (в–ж), где даны разностные изображения в канале 131 Å SDO/AIA для центров интервалов времени $t1-t6$ с нанесенными изо-контурами рентгеновских источников в диапазоне 6–12 кэВ на уровнях 30 и 70% от максимальной яркости.

вспышек: 1) фаза роста профиля мягкого рентгена короче (примерно в 5 раз) фазы спада, 2) пик профиля меры эмиссии задержан относительно пика профиля температуры (на ~3.3 мин), 3) присутствует импульсная фаза с несколькими пиками жесткого рентгеновского излучения >25 кэВ. Более того, динамика источников мягкого рентгеновского и ультрафиолетового излучения тоже соответствует обычной солнечной вспышке. На рис. 4г–з для шести интервалов времени $t1_{p7}-t6_{p7}$ (обозначенных на рис. 4а–в вертикальными линиями) показаны разностные изображения в канале SDO/AIA 131 Å с наложенными на них изо-

контурами рентгеновских источников. Из этого рисунка видно, что в разное время рентгеновские источники имеют разную форму и находятся в разных местах (разница положений “центров масс” соседних источников ~4–20 Мм), а их смещения соответствуют появлению новых источников ультрафиолетового излучения (возгоранию новых корональных петель). Таким образом, можно заключить, что пульсация P7 сама по себе представляет обычную небольшую солнечную вспышку (класса C7.5), предшествующую основной более мощной вспышке (класса X2.0) в той же АО.

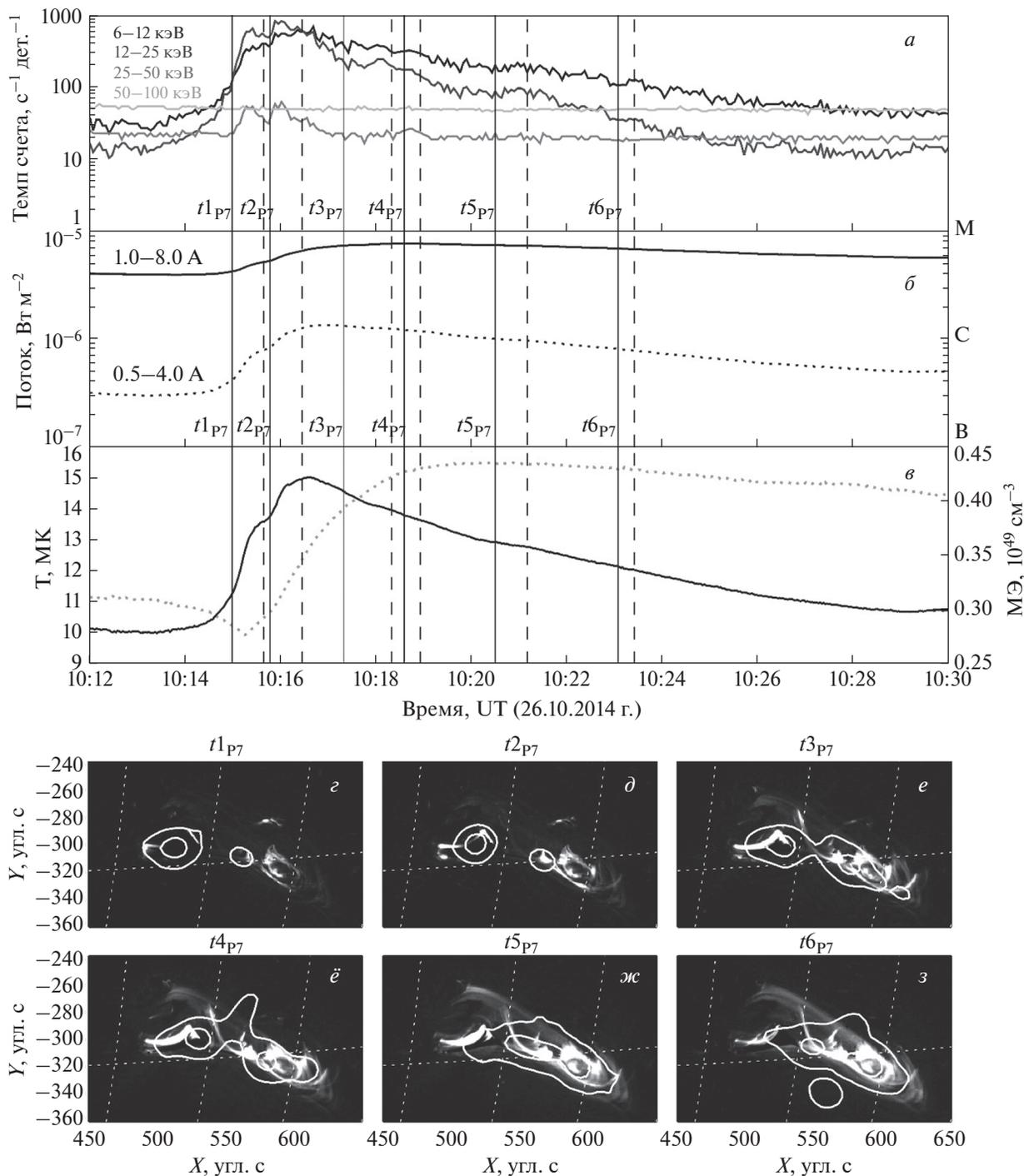


Рис. 4. На (а–в) аналогичные временные профили, что и на рис. 2а–в, но для интервала времени пульсации P7 в событии 26.10.2014 г. Соседние вертикальные прямые линии обозначают начало (сплошные) и конец (штриховые) интервалов времени t_{1P7} – t_{6P7} , для которых построены изображения на (z–з), аналогичные рис. 3в–ж.

3.3. Вспышка M1.9 17 февраля 2013 г.

Временные профили, показанные на рис. 5, позволяют видеть наличие по крайней мере пяти пульсаций со средним периодом $\langle P \rangle = 3.7 \pm 0.9$ мин перед началом вспышки класса M1.9 в 15:45 UT

17 февраля 2013 г. На рисунке 6 показано положение рентгеновских (6–12 кэВ) источников для шести интервалов времени t_1 – t_6 , обозначенных на рис. 5 вертикальными линиями. Интервалы t_1 – t_5 соответствуют пикам последовательных предвспышечных пульсаций, а интервал t_6 – пер-

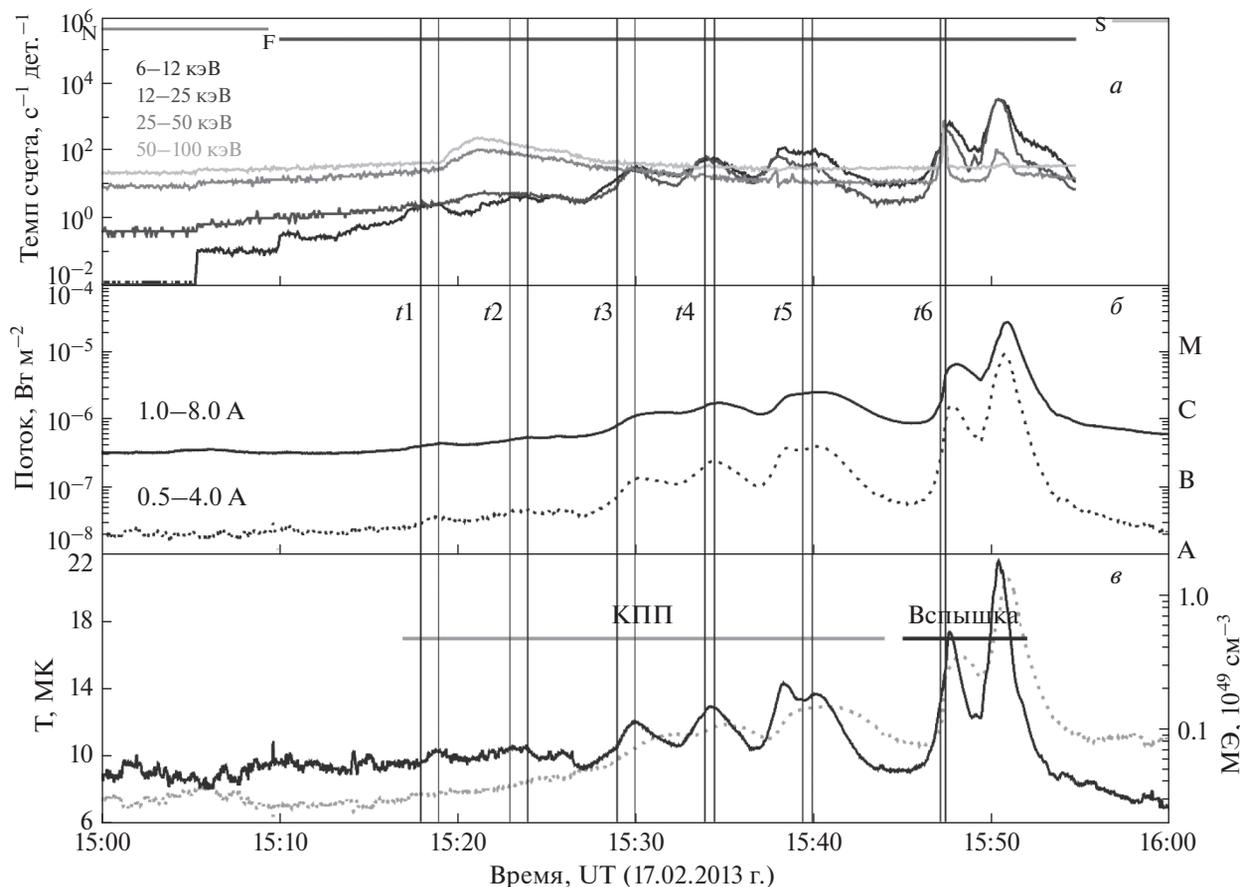


Рис. 5. Временные профили, аналогичные показанным на рис. 2а–в, но для события M1.9 17.02.2013 г.

вому пику вспышки. Из рисунка 6а можно видеть, что источники всех пульсаций и вспышки расположены в одной АО 11675 на диске Солнца. Таким образом, это событие относится к типу I. Из рисунка 6б можно видеть, что источники смещаются во времени в пределах 20 угл. с (или ~ 15 Мм). На рисунке 6в–ж изо-контуры этих же рентгеновских источников наложены на разностные изображения (SDO/AIA в канале 131 Å) участка вспышечной АО. Времена этих ультрафиолетовых изображений соответствуют (в пределах 6 с) центрам временных интервалов t_1 – t_6 . Из рисунка 6в–ж видно, что динамика рентгеновских источников соответствует динамике ультрафиолетовых источников. А именно, в разные моменты времени “центр масс” рентгеновского источника совпадает с появляющимся новым ультрафиолетовым источником. В начале (в t_1) ультрафиолетовый источник имел компактную (~ 15 Мм) S-образную форму. Со временем, от пульсации к пульсации, эта структура эволюционировала, меняла форму, увеличивались ее размеры (до ~ 30 Мм) и яркость.

Более детальное рассмотрение отдельных предвспышечных пульсаций в этом событии (рисунки не представляем для сохранения разумного

объема статьи) показывает их схожесть с пульсациями в событии 26 октября 2014 г. Рентгеновские пульсации в данном событии проявляют признаки обычных вспышек: 1) фаза роста короче фазы спада, 2) пик меры эмиссии задержан относительно пика температуры на $\sim 1.3 \pm 0.9$ мин (для основной вспышки задержка ~ 0.6 мин), 3) наличие импульсной фазы, сопровождаемой пиками жесткого рентгена (>25 кэВ), 4) соответствие пространственно-временной динамики рентгеновских и ультрафиолетовых источников, сопровождаемой вовлечением новых петлеобразных структур в процесс энерговыделения и увеличением объема излучающей области (рост вспышечных аркад).

3.4. Вспышка X2.75 мая 2015 г.

Вспышка началась в мягком рентгене в 22:05 UT. Перед ее началом наблюдалась серия из четырех предвспышечных КПП P1–P4 (см. рис. 7б, в). Пики меры эмиссии были задержаны относительно пиков температуры на $\sim 16.5 \pm 8.3$ мин для предвспышечных КПП и на ~ 1.3 мин для основной вспышки (рис. 7в).

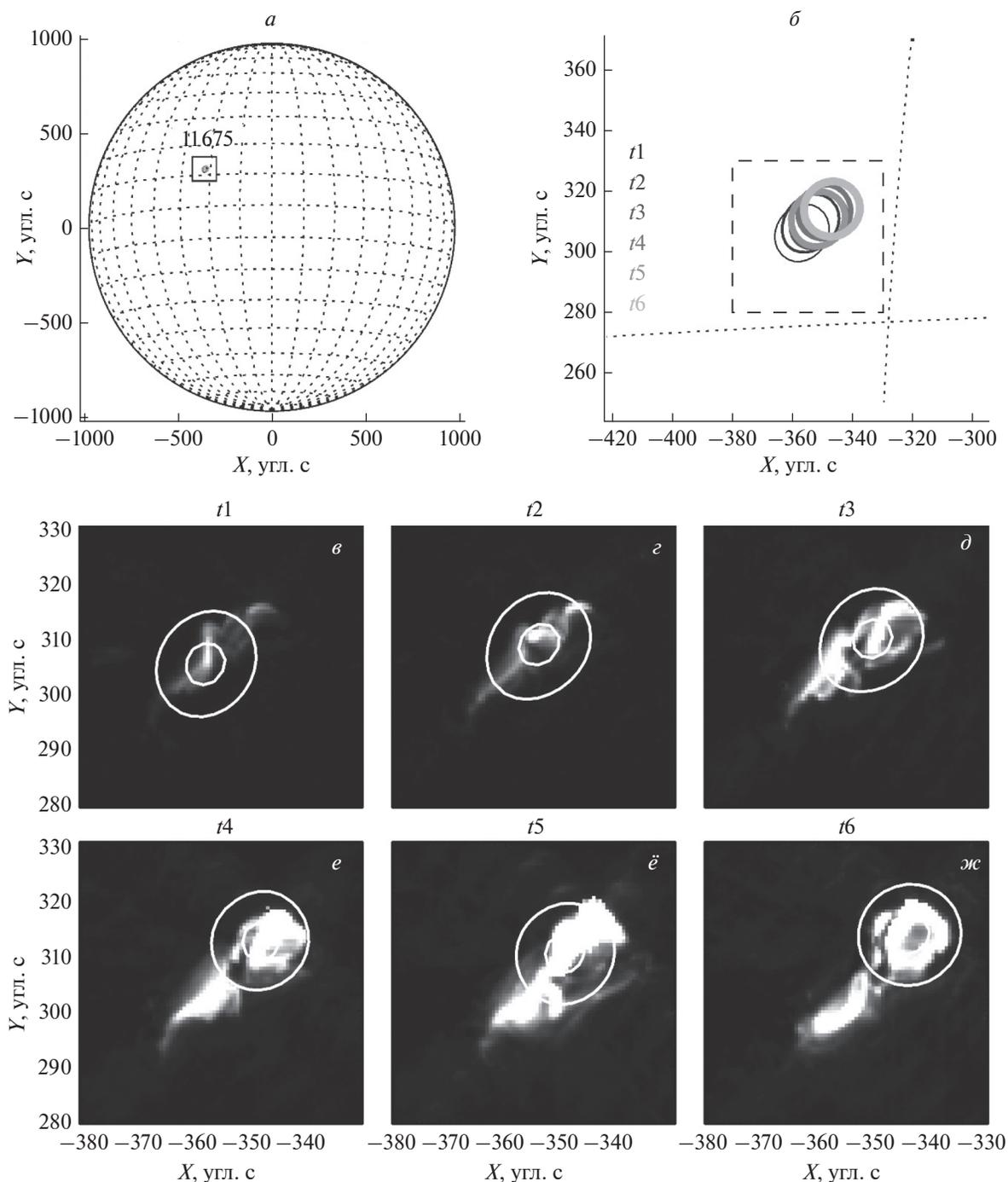


Рис. 6. Изображения в рентгеновском диапазоне 6–12 кэВ по данным RHESSI и SDO/AIA (131 Å), аналогичные показанным на рис. 3, но для события M1.9 17.02.2013 г.

Рентгеновские источники основной вспышки и предшествующей ей пульсации P4 располагались в АО 12339 вблизи восточного лимба Солнца, причем положения их “центров массы” смещены на ~38 угл. с или ~28 Мм (рис. 7e, ё, и, й). Однако источники пульсаций P1 и P3 находились в другой АО 12335, расположенной в пределах

300 угл. с от центра солнечного диска (рис. 7z, д, жс, з). По этой причине, данное событие мы относим к типу II. Из-за затенения Землей, RHESSI пропустил пульсацию P2 (рис. 7a). Анализ ультрафиолетовых изображений SDO/AIA показывает, что пульсация P2 могла произойти в АО 12339, где была и основная вспышка.

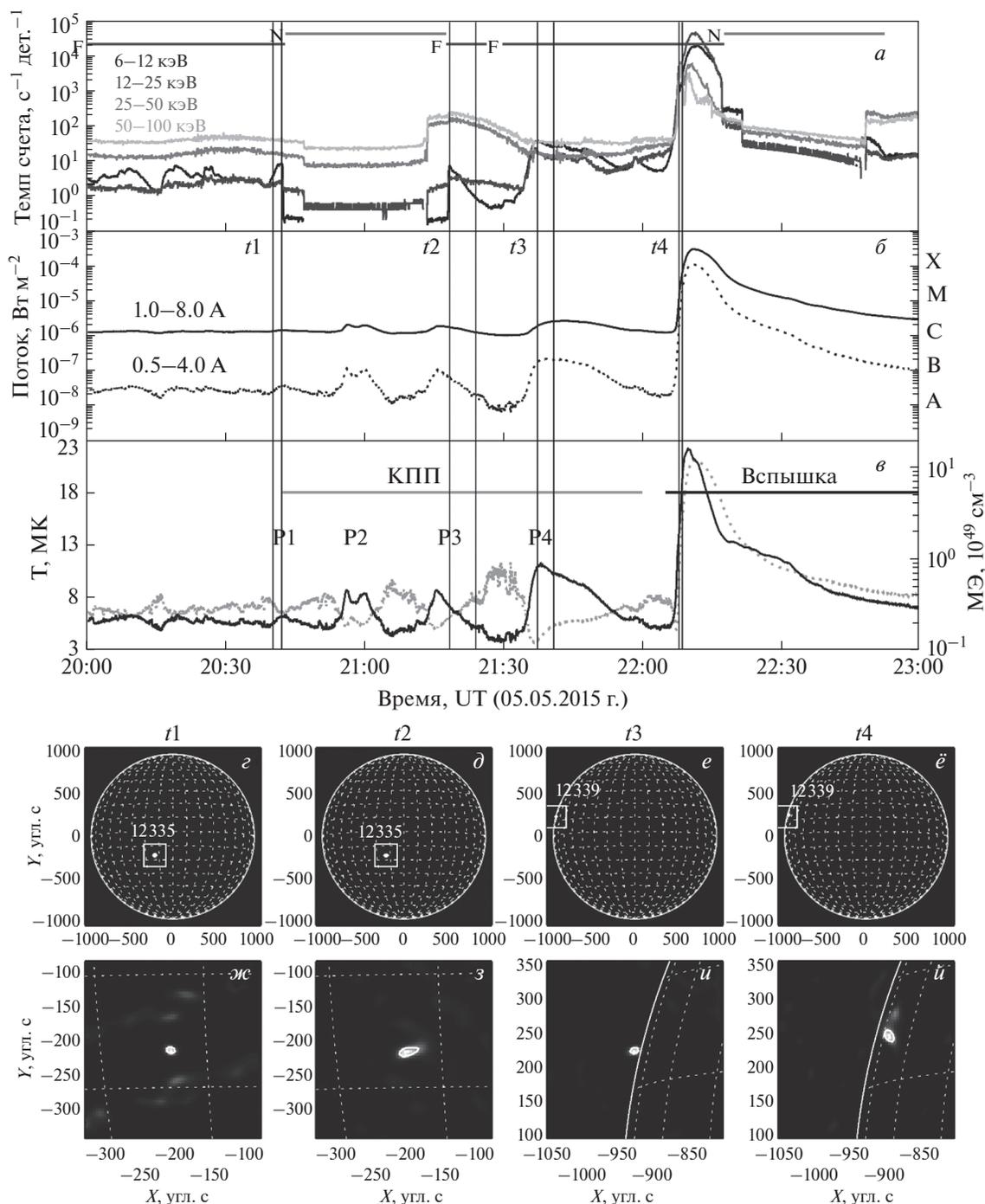


Рис. 7. (а–в) Временные профили, аналогичные показанным на рис. 2а–в, но для события X2.7 5 мая 2015 г. На (г–ё) изображения рентгеновских источников на Солнце, построенные по данным RHESSI в диапазоне 6–12 кэВ для интервалов времени t_1 – t_4 . Белые прямоугольники обозначают области, для которых показаны изображения на (ж–и). На изображениях рентгеновских источников нанесены белые изо-контуры на уровнях 50% и 70% от их максимальной яркости.

Мы проанализировали ультрафиолетовые изображения Солнца SDO/AIA в разных каналах и не обнаружили корональные петли, которые могли бы соединять удаленные друг от друга АО 12339 и 12335. Дополнительно отметим, что это событие

сопровождалось гало-КВМ с зафиксированной линейной скоростью 715 км/с, первое наблюдение которого было в 22:24 UT (через 19 мин после начала вспышки) по данным каталога КВМ SOHO/LASCO (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/).

3.5. Вспышка M2.9 25 октября 2013 г.

Вспышка стартовала в мягком рентгене в 02:48 UT. Перед ее началом [Tan et al., 2016] выделили серию из семи пульсаций P1–P7 общей длительностью около 2 ч и средним периодом $\langle P \rangle = 16.1 \pm 2.6$ мин (см. рис. 8б, в). Пики меры эмиссии были задержаны относительно пиков температуры на $\sim 10.3 \pm 4.9$ мин для предвспышечных пульсаций и на ~ 5.7 мин для основной вспышки (рис. 8в).

RHESSI наблюдал пульсации P1, P2, P5, P6 и основную вспышку, но пропустил пульсации P3, P4 и P7 из-за затенения Землей и пребывания в Южно-атлантической аномалии (рис. 8а). На рисунке 8г–ж мы привели изображения всего Солнца, построенные по данным RHESSI в диапазоне 6–12 кэВ, для пяти интервалов времени $t1$ – $t5$, показанных вертикальными линиями на рис. 8а–в. Можно видеть, что во время пульсации P1 ($t1$) рентгеновские источники располагались одновременно в двух удаленных АО: 11882 (вблизи восточного лимба) и 11875 (в западной части диска). Источники пульсаций P2 ($t2$), P5 ($t3$) и основной вспышки ($t5$) находились в АО 11882. Однако источник пульсации P6 ($t4$) находился в АО 11875. Таким образом, источники части пульсаций находились в АО, удаленной на значительное расстояние (~ 1300 угл. с) от родительской АО основной вспышки и другой части пульсаций. И поэтому это событие мы относим к типу II. Отметим, что в этом событии положения рентгеновских источников различных пульсаций и основной вспышки, находящихся в АО 11882, в пределах углового разрешения RHESSI совпадали друг с другом (рис. 8з, где показаны изо-контуры источников для интервалов времени $t1$ – $t3$ и $t5$).

Анализ ультрафиолетовых изображений Солнца SDO/AIA в разных каналах не выявил явного наличия длинных корональных петель, которые могли бы соединять сильно удаленные друг от друга АО 11882 и 11875. Отметим дополнительно, что согласно каталогу KBM SOHO/LASCO событие сопровождалось KBM с угловым раствором 121° и линейной скоростью 344 км/с, первое наблюдение которого было в 03:24 UT (через 36 мин после начала вспышки).

3.6. Вспышка C2.4 13 июля 2013 г.

Перед началом этой небольшой вспышки класса C2.4 (в 06:23 UT) [Tan et al., 2016] (figure 2D) зафиксировали в данных GOES/XRS серию из как минимум пяти квазипериодических рентгеновских пульсаций P1–P5 с близкими амплитудами (C1.8, C1.9, C1.6, C1.8 и C1.5) со средним периодом $\langle P \rangle = 15.6 \pm 2.6$ мин и общей длительностью около 1.5 ч (см. рис. 9б, в). Пики меры эмиссии были задержаны относительно пиков

температуры на $\sim 5.7 \pm 3.3$ мин для предвспышечных пульсаций и на ~ 14.5 мин для основной вспышки.

Из-за затенения Землей и пребывания в Южно-атлантической аномалии RHESSI пропустил первые три пульсации P1–P3 и основную вспышку, но детектировал две ближайšie ко вспышке пульсации P4 и P5 (рис. 9а). Для определения положения источника вспышки мы воспользовались изображениями SDO/AIA в канале 131 Å. Рентгеновские изображения всего Солнца для пульсаций P4 и P5, а также разностное изображение в канале 131 Å приведены на рис. 9г, д, е для интервалов времени $t1$, $t2$ и $t3$ (обозначенных на рис. 9а–в вертикальными линиями), соответственно. Можно видеть, что источник P4 располагался в АО 11522 в северном полушарии, источник P5 в АО 11520 в южном полушарии, и источник основной вспышки в АО 11521, расположенной по соседству (~ 220 угл. с или ~ 160 Мм) с АО 11520. Более подробно это можно видеть на комбинированном рис. 9е. Дополнительно, на основе анализа разностных изображений в канале 131 Å SDO/AIA мы определили, что источники уярчений, связанных с пульсациями P1, P2 и P3 с большей вероятностью располагались в АО 11521 и 11522. Таким образом, в этом событии источники разных предвспышечных пульсаций и вспышки располагались по крайней мере в трех различных АО на Солнце. И это событие мы относим к типу II.

Три вовлеченные в это событие АО находились на относительно небольшом (< 600 угл. с) расстоянии (по сравнению с рассмотренными выше событиями II типа 05.05.2015 г. и 25.10.2013 г.). Анализ ультрафиолетовых изображений Солнца в разных каналах SDO/AIA показывает, что АО 11522 и 11520 могли быть соединены трансэкваториальными корональными петлями, тогда как соседние АО 11520 и 11521 могли соединяться более короткими петлями.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде чем обсуждать возможные механизмы исследуемых предвспышечных длиннопериодных рентгеновских КПП, оценим вероятность их появления как серии независимых последовательных вспышек. В работе [Wheatland, 2000] показано, что плотность распределения времени ожидания Δt между последовательными солнечными вспышками по данным GOES/XRS описывается распределением кусочно-постоянного пуассоновского процесса, имеющего приближенный вид:

$$f(\Delta t) = \frac{2\lambda_0}{(1 + \lambda_0 \Delta t)^3}, \quad (2)$$

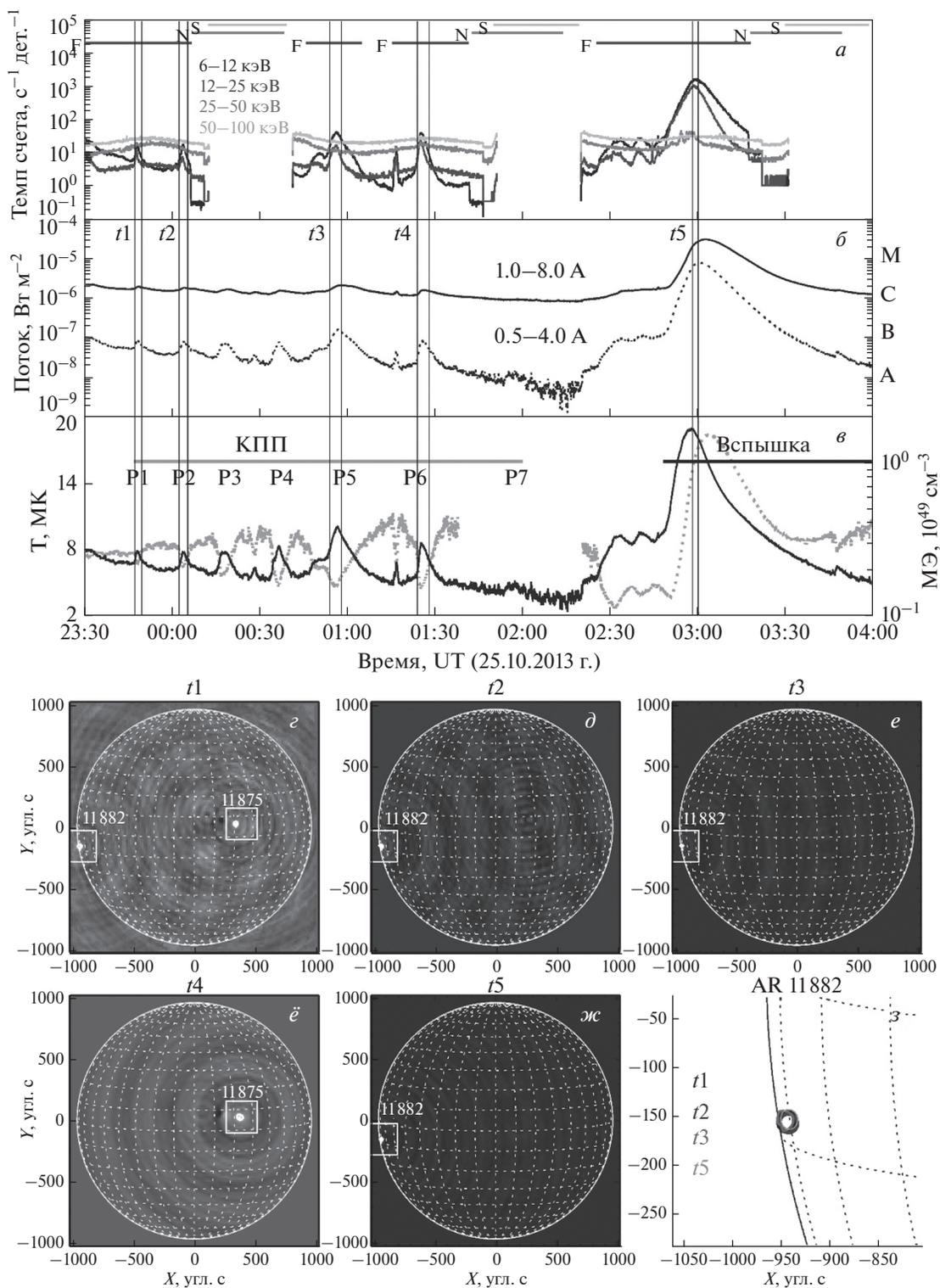


Рис. 8. (а–в) Временные профили, аналогичные показанным на рис. 2а–в, но для события M2.9 25 октября 2013 г. На (г–ж) изображения рентгеновских источников на Солнце, построенные по данным RHESSI в диапазоне 6–12 кэВ для интервалов времени t_1 – t_5 . На (з) локальный участок вспышечной АО 11882, показанный белым прямоугольником на (г), (д), (е), (ж). Рентгеновские источники показаны изо-контурными на уровне 50% от их максимальной яркости.

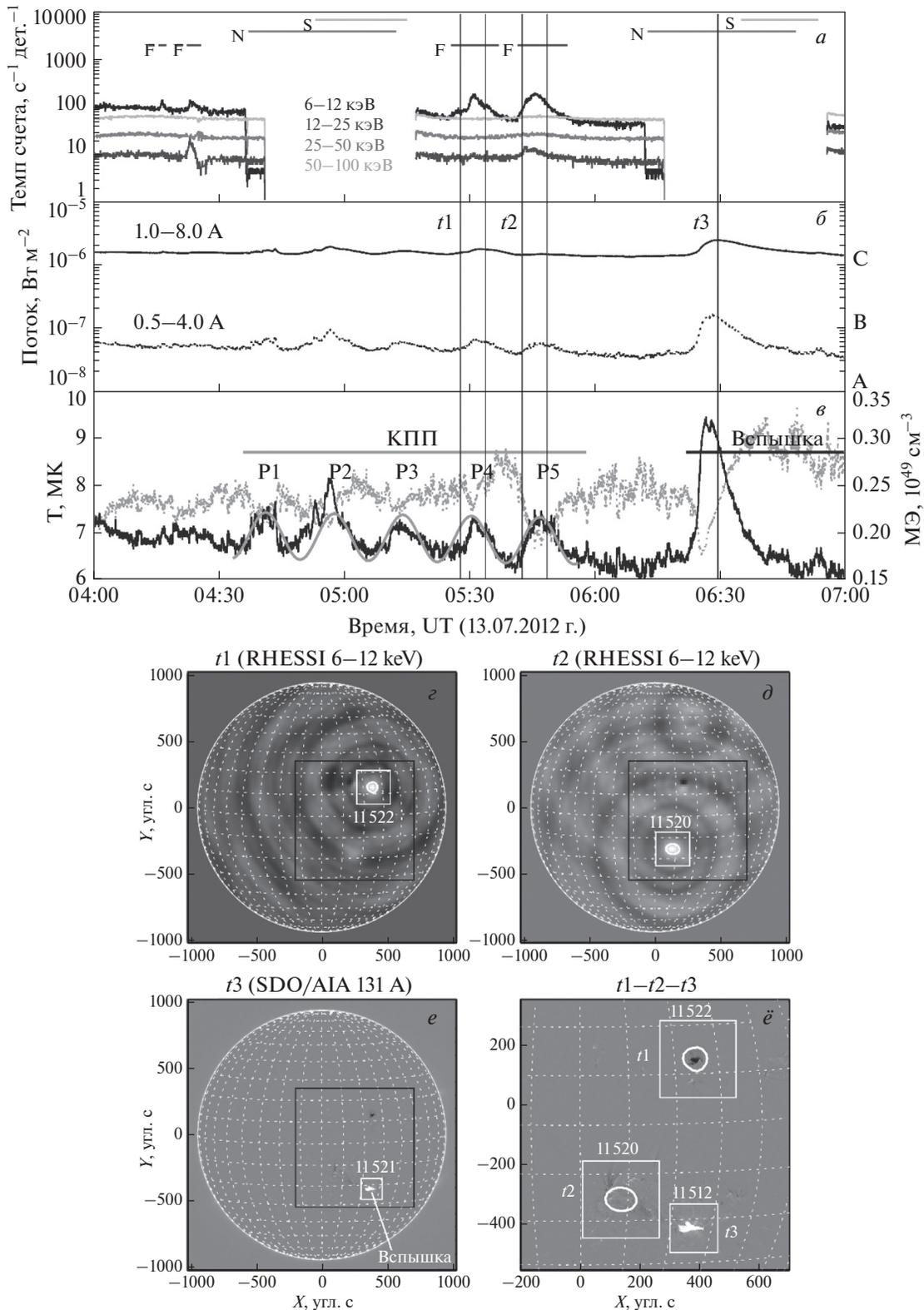


Рис. 9. (a–e) Временные профили, аналогичные показанным на рис. 2a–e, но для события C2.4 13.07.2012 г. На (g), (d) изображения рентгеновских источников на Солнце, построенные по данным RHESSI в диапазоне 6–12 кэВ для интервалов времени t_1 и t_2 , соответственно. На (e) вспышечный источник в канале 131 Å SDO/AIA для центра интервала t_3 . На (g) разностное изображение в канале 131 Å SDO/AIA для центра интервала t_3 для локального участка Солнца, показанного черным прямоугольником на (d–e). Белые прямоугольники показывают АО 11522, 11520 и 11521. Также белым нанесены изо-контуры (на уровне 50% от максимума) рентгеновских источников 6–12 кэВ, построенные для интервалов t_1 и t_2 .

где $\lambda_0 \approx 0.15 \text{ ч}^{-1}$. Сформулируем задачу следующим образом: считая интервал времени Δt между двумя последовательными вспышками случайной величиной, плотность распределения которой задана формулой (2), оценить вероятность того, что N вспышек произойдут последовательно друг за другом “примерно” с равными интервалами времени между соседними вспышками. Воспользуемся критерием “примерности” (квази-периодичности) из работы [Tan et al., 2016]: максимальное время между двумя соседними пульсациями (в серии из $N \geq 4$ штук) не превышает удвоенное минимальное время между двумя соседними пульсациями в этой серии ($\Delta t_{\max} \leq 2\Delta t_{\min}$). Если время между двумя какими-либо соседними событиями в серии составляет Δt_0 , то этот критерий выполняется, если для любых двух соседних событий из серии время между ними удовлетворяет неравенству $2/3\Delta t_0 \leq \Delta t \leq 4/3\Delta t_0$. Оценим сверху вероятность попадания времени Δt в отрезок $[2/3\Delta t_0, 4/3\Delta t_0]$, воспользовавшись плотностью распределения из (2):

$$P_0 = P(\Delta t \in [2/3\Delta t_0, 4/3\Delta t_0]) = \int_{2/3\Delta t_0}^{4/3\Delta t_0} f(x) dx \approx \frac{4\lambda_0\Delta t_0}{3(1 + \lambda_0\Delta t_0)^3}. \quad (3)$$

Анализ этого выражения показывает, что оно имеет максимальное значение $\max(P_0) = 16/81 \approx 1/5$, не зависящее от λ_0 и Δt_0 . Максимальная вероятность того, что интервалы времени между всеми N соседними событиями удовлетворяет рассмотренному критерию квази-периодичности, тогда оценивается как (в предположении независимости последовательных событий):

$$P_N = \max(P_0)^N \approx \left(\frac{1}{5}\right)^N. \quad (4)$$

Например, для минимально короткой (согласно критерию в работе [Tan et al., 2016]) серии из $N = 4$ КПП имеем $P_{(N=4)} \approx 1/625$ или 0.16%. Для серии из $N = 7$, как в событиях 26 октября 2014 г. и 25 октября 2013 г., $P_{(N=7)} \approx 1/78125$ или 0.00128%. Эти вероятности намного меньше найденных [Tan et al., 2016] вероятностей обнаружения предвспышечных КПП (46, 43 и 26% для вспышек классов X, M и C, соответственно). Это свидетельствует о том, что появление серий предвспышечных КПП явно выбивается из общей статистики вспышек и такие КПП не следует рассматривать как независимые случайные вспышки. Между последовательными пульсациями должна быть какая-то причинная связь.

4.1. Проверка механизма осцилляций LRC контура

В работе [Tan et al., 2016] высказано предположение, что механизм генерации рассматриваемых предвспышечных КПП может быть связан с

осцилляциями электрического LRC контура, которым может рассматриваться корональная магнитная петля с продольным электрическим током [Zaitsev et al., 1998; Степанов и Зайцев, 2018]. В рамках рассматриваемого механизма предполагается наличие в АО магнитной петли с продольным током в короне, который замыкается по кратчайшему пути на фотосфере или под ней. Этот ток формируется и усиливается в петле перед вспышкой в результате изменений магнитного поля вследствие течений плазмы около подножий петли. Такая петля может рассматриваться как электрический LRC контур, собственные колебания которого имеют период, выражаемый зависимостью:

$$P = 2\pi\sqrt{LC} \approx 2.75 \times 10^4 \frac{S\sqrt{\rho}}{I}, \quad (5)$$

где L – индуктивность, C – емкость, S – площадь сечения петли (м^2), ρ – плотность плазмы в петле (кг м^{-3}), I – электрический ток (А). [Tan et al., 2016] предполагают, что эти колебания в петле и наблюдаются перед вспышкой в виде рентгеновских КПП, а во время вспышки магнитная энергия тока диссипирует (происходит нагрев плазмы, ускорение частиц) и осцилляции контура прекращаются или сильно ослабевают. Подставив в формулу (5) значения наблюдаемых периодов КПП $P = 1.9–47.3$ мин и характерные для корональных петель плотность плазмы и площадь сечения, [Tan et al., 2016] получили возможные значения тока в петлях $I = 3.1 \times 10^9–7.6 \times 10^{10}$ А. Такие токи действительно наблюдаются во вспышечных петлях на Солнце (например, [Zimovets et al., 2020]).

Сделаем проверку на основе конкретного события 1 типа 17.02.2013 г., в котором источники всех предвспышечных КПП и вспышка находились в одной АО в пределах ~ 20 угл. с или ~ 15 Мм друг от друга. Как упоминалось в разделе 2, эта вспышка и электрические токи в ее окрестности рассматривались ранее в работах [Sharykin et al., 2015; Zimovets et al., 2020]. Была получена оценка величины тока $I \approx 2.4 \times 10^9$ А на фотосфере под источником жесткого рентгена (>25 кэВ) площадью $S = 3.5 \times 10^{13}$ м^2 . Будем полагать, что это соответствует площади поперечного сечения петли. Зная из наблюдений длину петли ($l \approx 1.2 \times 10^7$ м), ее объем оценивается как $V = Sl \approx 4.2 \times 10^{20}$ м^3 . Концентрация плазмы в петле $n = \sqrt{EM/V} \approx 0.6 \times 10^{17}$ м^{-3} , где $EM \approx 1.5 \times 10^{54}$ м^{-3} – мера эмиссии, рассчитанная стандартным образом из данных GOES/XRS в двух каналах 0.5–4 и 1–8 Å. Оценим плотность плазмы $\rho \approx nm_p \approx 1 \times 10^{-10}$ кг м^{-3} , где m_p – масса протона. Подставив оцененные значения физических параметров (S , ρ , I) в петле

в выражение (5), получим значение периода осцилляций $P \approx 66.7$ мин. Это значение примерно в 18 раз превышает измеренное значение периода предвспышечных КПП в этом событии $\langle P \rangle = 3.7 \pm 0.9$ мин (см. табл. 1). Даже несмотря на оценочный характер полученных нами параметров петли, такое большое расхождение теоретического и наблюдаемого периодов указывает на низкую вероятность применения этого механизма к рассматриваемому событию.

Это и неудивительно, поскольку из наблюдений событий типа I (включая и это событие) мы установили, что обычно источники последовательных пульсаций располагаются не в одной петле, а появляются в последовательных пульсациях в разных местах (со смещением до ~ 20 Мм), соответствующих появлению новых ультрафиолетовых источников (петель). Дополнительным аргументом является установленный наблюдательный факт, что предвспышечные КПП по своей сути могут являться последовательными вспышечными событиями, сопровождаемыми задержкой пика меры эмиссии относительно пика температуры на время от нескольких десятков секунд до нескольких минут (например, [Sadykov et al., 2019] и ссылки там), серией импульсов жесткого рентгеновского и микроволнового излучения, перемещением их источников и поджигом новых ультрафиолетовых петельных источников [Grigis and Benz, 2005; Benz, 2017; Kuznetsov et al., 2016, 2017]. Такое поведение источников характерно для многих солнечных вспышек, которые сами по себе часто сопровождаются КПП в различных диапазонах спектра. Наконец, события типа II, в которых источники части или всех предвспышечных КПП располагаются в других АО, не связанных корональными петлями с родительской АО основной вспышки, вряд ли можно объяснить в рамках рассматриваемого механизма.

4.2. Другие возможные механизмы предвспышечных КПП

Ряд механизмов КПП основан на МГД-осцилляциях/волнах в различных магнитных объектах на Солнце: в корональных петлях, в расширяющихся магнитных воронках или в более сложных структурах типа X-точек или токовых слоев (современные обзоры КПП во вспышках представлены в работах [Van Doorselaere et al., 2016; McLaughlin et al., 2018; Куприянова и др., 2020; Zimovets et al., 2021]). [Tan et al., 2016] рассматривают МГД-осцилляции петель как возможную альтернативу механизму осцилляций LRC контура для предвспышечных КПП. У нас есть четыре довода против этого механизма:

Во-первых, из теории известно, что период основной моды медленных и изгибных осцилляций

линейно связан с длиной петли: $P = 2l/v$, где v – фазовая скорость волны. Рассматриваемые длинные периоды ($P \approx 2–47$ мин) обычно характерны для медленной и изгибной мод (например, [Zimovets et al., 2021]). Для условий солнечной короны их фазовые скорости примерно соответствуют скорости звука и альфвеновской скорости, соответственно. Линейная зависимость периода осцилляций и длины петли установлена для медленных и изгибных мод (см. обзоры [Wang et al., 2021; Nakariakov et al., 2021], соответственно, и ссылки в них). В стандартном предположении о полукруглой форме петли ее длина l и расстояние между подножиями d линейно связаны как $l = \pi d/2$. Однако в разделе 3.1 мы установили, что не наблюдается значимой линейной корреляции между периодом предвспышечных КПП и расстоянием d между их источниками и источниками вспышек. Если предположить, что рассматриваемые КПП связаны с МГД-осцилляциями петли, соединяющей разнесенные источники КПП и вспышки, то ожидалась бы значимая корреляция. Более того, среднее значение фазовой скорости для событий типа II получается $\langle v \rangle = 3281 \pm 2187$ км с⁻¹ (при минимальной и максимальной скоростях $v_{\min} = 1105$ км с⁻¹ и $v_{\max} = 8153$ км с⁻¹, соответственно), что превышает характерные звуковые и альфвеновские скорости в короне. При этом мало вероятно, чтобы в рассматриваемых событиях волны могли распространяться со сверхзвуковыми и сверх-альфвеновскими скоростями. В этом случае они могли бы становиться ударными волнами и сопровождались бы специфическими квазипериодическими радиовсплесками [Goddard et al., 2016; Pascoe et al., 2017], которые мы не наблюдаем во время предвспышечных КПП;

Во-вторых, в ряде событий видно явное увеличение амплитуды предвспышечных КПП со временем (например, события 26.10.2014 г., 05.05.2015 г., 25.10.2013 г. и 17.02.2013 г.), тогда как обычно наблюдаются затухающие (или “незатухающие”) изгибные и медленные осцилляции корональных петель после импульсного возбуждения [Nakariakov et al., 2021, Wang et al., 2021];

В-третьих, по крайней мере, в части событий II типа мы не нашли корональные петли, соединяющие разнесенные АО источников КПП и вспышки;

Четвертым доводом является тот наблюдательный факт, что источники предвспышечных КПП обычно не располагаются в одном месте и их появление связано с поджигом новых петельных структур (т.е. речь не идет об осцилляциях одной петли).

Итак, приведенные аргументы не в пользу известных механизмов КПП, основанных на МГД-осцилляциях петель. Тем не менее, полностью

исключать их из рассмотрения пока преждевременно и нужна более тщательная проверка.

Другое возможное объяснение рассматриваемых КПП может быть связано с механизмом осциллирующего магнитного пересоединения [McLaughlin et al., 2018; Zimovets et al., 2021]. На основе численного МГД-моделирования [Murray et al., 2009] показали, что при взаимодействии всплывающей из-под фотосферы горизонтальной магнитной трубки с вертикальным магнитным полем над фотосферой может происходить серия квазипериодических эпизодов магнитного пересоединения, в которой вытекающий поток предыдущего эпизода пересоединения является втекающим потоком при новом эпизоде. Поскольку при пересоединении происходит перестройка магнитного поля и нагрев плазмы (а также ускорение частиц), то серия таких эпизодов, вероятно, может проявляться как серия квазипериодических пульсаций с источниками, наблюдаемыми в различных местах (петлях) одной АО – осциллирующее пересоединение каждый раз происходит на разных силовых линиях. Потенциально это подходит для интерпретации событий типа I. Однако в событиях II типа источники излучения располагаются в различных АО. В этом случае можно предположить, что всплытие магнитных потоков в разнесенных областях Солнца может происходить когерентно (квази-синхронно) под фотосферой. Такая гипотеза высказывалась ранее в работах [Fritzova-Svestkova et al., 1976; Golubchina, 2001] для интерпретации симпатических вспышек, коими могут являться, по крайней мере, некоторые из рассматриваемых нами событий типа II. Но эта гипотеза требует дальнейшей проверки.

Стоит отметить, что моделирование [Murray et al., 2009] предсказывает ослабевающее со временем пересоединение и, как следствие, уменьшающуюся амплитуду КПП, тогда как в некоторых событиях наблюдаются предвспышечные КПП с нарастающей амплитудой (см. выше). Более того, после серии предвспышечных КПП происходит более мощное энерговыделение – основная вспышка. Возникает вопрос – почему происходит усиление эпизодов энерговыделения со временем? Здесь надо отметить, что [Murray et al., 2009] выполнили моделирование для очень специфических идеальных условий всплывания горизонтальной трубки в однородном вертикальном магнитном поле, имитирующем корональную дыру. Однако рассматриваемые нами события происходят в реальных АО, в которых магнитное поле имеет намного более сложную неоднородную структуру. К тому же и сами всплывающие магнитные потоки могут обладать пространственно-временными неоднородностями. Для проверки применимости этого механизма требуются дальнейшие исследования как со стороны моделирования, так и со стороны наблюдений.

Мы также пока не исключаем возможности и других механизмов для рассматриваемых предвспышечных КПП. В частности, в работе [Zimovets et al., 2018] на основе сопоставления структуры экстраполированного перед вспышками магнитного поля в короне и положения вспышечных источников жесткого рентгеновского излучения было показано, что отдельные эпизоды энерговыделения (пульсации) могут испускаться из различных мест (петель) вспышечной аркады петель при ее взаимодействии (пересоединении) с вложенным в нее магнитным жгутом. Исходя из этого, можно предположить, что после каждого эпизода пересоединения (сопровождаемого предвспышечной пульсацией) поднимающийся жгут временно переходит в новое квазиравновесное состояние [Priest and Forbes, 2002]. В результате эволюции магнитного поля в АО через некоторое время (примерно равное периоду КПП) магнитный жгут выходит из равновесного состояния и скачком перемещается в новое состояние, что сопровождается эпизодом пересоединения некоторых силовых линий и новой пульсацией излучения. И так далее, до момента основной вспышки, в результате которой сбрасывается свободная магнитная энергия неустойчивой структуры. Она может как полностью эруптировать и стать основой КВМ или затормозиться на какой-то высоте из-за сдерживающих сил натяжения вышерасположенных корональных петель в АО и гравитации. Однако, опять же, для интерпретации событий типа II в рамках этого сценария нужно предполагать квази-синхронность процессов эволюции магнитных полей в различных АО Солнца. Вообще, обсуждение причинных связей между удаленными событиями II типа может в настоящее время носить только феноменологический характер. Эта проблема требует дальнейшего, более глубокого изучения.

4.3. Использование предвспышечных КПП для прогнозирования вспышек

В работе [Tan et al., 2016] также высказана идея, что рассматриваемые предвспышечные длиннопериодные рентгеновские КПП в данных GOES/XRS могут использоваться для количественного предсказания солнечных вспышек. На наш взгляд, это малоперспективно по следующим причинам. *Во-первых*, такие пульсации идентифицируются только в “изолированных” вспышках, перед которыми нет других вспышек аналогичного класса. *Во-вторых*, предвспышечные КПП проявляются не более чем перед 46 и 43% “изолированных” мощных вспышек классов X и M, соответственно. Это означает, что для более чем половины всех мощных вспышек эти КПП не наблюдаются и, соответственно, не могут использоваться для их прогнозирования. Бо-

лее того, далеко не все предвспышечные пульсации имеют такой “типичный” (по определению [Tan et al., 2016]) квазипериодический вид, который имеют КПП в рассмотренных пяти событиях из Таблицы. Скорее, эти события “атипичные”. Во многих же событиях предвспышечные пульсации далеко не так ярко выражены — их амплитуда меняется произвольно, они перемежаются шумами в данных и вкраплениями отдельных вспышечных событий, выбивающихся из квазипериодической серии. В-третьих, источники КПП и вспышки в $\sim 1/3$ событий располагаются в различных АО, по крайней мере часть из которых не связана наблюдаемыми корональными петлями. Поскольку на Солнце одновременно может присутствовать множество АО, не очевидно, в какой из них произойдет вспышка после серии наблюдаемых КПП, даже если известна их родительская АО. В-четвертых, пока не проводился анализ процента серий рентгеновских КПП с аналогичными периодами, после которых не происходит более мощная вспышка (ложные срабатывания). Тем не менее, в качестве дополнительного (не самого основного) признака/предвестника возможного появления вспышки на Солнце эти КПП, вероятно, все же могли бы использоваться после дальнейшего систематического анализа.

Наконец, нам представляется, что использование предвспышечных рентгеновских КПП для прогнозирования КВМ еще менее оправдано, чем для прогнозирования вспышек, поскольку часть событий с такими КПП вообще не сопровождается КВМ (см. табл. 1).

5. ВЫВОДЫ

На основе анализа рентгеновских “quick-look” изображений RHESSI “изолированных” вспышек класса X с предвспышечными длиннопериодными квазипериодическими пульсациями, исследованными в работе [Tan et al., 2016] без пространственного разрешения, мы пришли к выводу, что такие события можно разделить на два типа.

В событиях типа I (составляющих $\sim 1/3$ от всех событий) источники всех квазипериодических пульсаций и основной вспышки располагаются в одной АО, тогда как в событиях типа II (тоже $\sim 1/3$) источники по крайней мере части пульсаций находятся в других АО, нежели вспышка. Более детальный анализ изображений RHESSI в мягком рентгене и SDO/AIA в ультрафиолете для двух событий типа I и трех типа II показал, что предвспышечные квазипериодические пульсации можно рассматривать как серии (из $N \geq 4$) причинно-связанных вспышечных событий, причем источники пульсаций не располагаются в одной петле, их последовательное появление сопровождается поджигом новых ультрафиолето-

вых петлеобразных источников в различных местах АО (в пределах ~ 20 Мм друг от друга и от основной вспышки для рассмотренной выборки событий).

Ряд наблюдательных аргументов указывает на то, что механизмы, связанные с осцилляциями LRC контура и МГД-осцилляциями петель маловероятны для объяснения рассматриваемых квазипериодических пульсаций. Более перспективен, на наш взгляд, механизм осциллирующего магнитного пересоединения. В событиях типа I этот процесс протекает в одной АО, тогда как для объяснения событий типа II требуется предположить наличие когерентности вспышки магнитных потоков в разнесенных АО. Для проверки этого предположения требуются дальнейшие исследования.

Мы считаем, что рассматриваемые квазипериодические пульсации малоперспективны для построения надежных количественных прогнозов солнечных вспышек и КВМ, хотя они и могут рассматриваться в качестве одного из (но не основного) предвестников вспышек.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарны коллективам инструментов RHESSI, GOES/XRS, SDO/AIA и SDO/HMI, а также создателям LASCO/SOHO каталога КВМ за свободный доступ к данным, без которых эта работа не могла бы быть реализована в настоящее время. Мы также признательны ISSI (Берн) за поддержку международной рабочей группы “*Bridging New X-ray Observations and Advanced Models of Flare Variability: A Key to Understanding the Fundamentals of Flare Energy Release*”, на онлайн встрече которой (7–11 февраля 2022 г.) обсуждалась представленная работа. Благодарим зав. кафедрой ФАиП ВГУ В.Д. Буркова за помощь в выводе оценки вероятности появления серии КПП в разделе 4. Благодарим рецензента за полезные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-72-10158).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А.* Особенности короткопериодических колебаний микроволнового излучения активной области Солнца перед вспышкой // Ядер. физика. № 3. Т. 81. С. 366–370. 2018. <https://doi.org/10.7868/S004400271803011X>
- *Жданов А.А.* Исследование характеристик предвспышечного увеличения интенсивности мягкого рентгеновского излучения Солнца // Дисс. на соискание степени к. ф.-м. н. ФТИ им. А.Ф. Иоффе. 178 с. Ленинград. 1985.

- *Жданов А.А., Чариков Ю.Е.* Частотный анализ предвспышечного рентгеновского излучения Солнца // Письма в Астрон. Журн. Т. 11. С. 216–221. 1985.
- *Куприянова Е.Г., Колотков Д.Ю., Накаряков В.М., Кауфман А.С.* Квазипериодические пульсации в солнечных и звездных вспышках. Обзор // Солнечно-земная физика Т. 6. № 1. С. 3–29. 2020.
<https://doi.org/10.12737/szf-61202001>
- *Петрукович А.А., Белов А.В., Обридко В.Н.* Прогноз гелиогеофизической обстановки // Плазменная гелиогеофизика. Т. II. Ред. Зеленый Л.М., Веселовский И.С. М: ФИЗМАТЛИТ. С. 235–252. 2008.
- *Степанов А.В., Зайцев В.В.* Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. М.: ФИЗМАТЛИТ. 392 с. 2018.
- *Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A.* Solar-Flare Precursors in the Microwave Range // Geomagn. Aeron. V. 60. № 7. P. 846–852. 2020.
<https://doi.org/10.1134/S0016793220070038>
- *Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A.* Oscillations of the microwave emission of solar active region 12673 before flares // Geomagn. Aeron. V. 59. № 7. P. 822–826. 2019.
<https://doi.org/10.1134/S001679321907003X>
- *Abramov-Maximov V.E., Gelfreikh G.B., Shibasaki K.* Quasi-periodic Oscillations of Solar Active Regions in Connection with their Flare Activity – NoRH Observations // Solar Phys. V. 273. P. 403–412. 2011.
<https://doi.org/10.1007/s11207-011-9822-6>
- *Aleshin V.I., Kobrin M.M., Korshunov A.I.* Quasiperiodic components with periods of from 30 to 60 min in the fluctuation spectra of solar radio emission at 3 cm wavelength // Radiophys. Quantum Electron. V. 16. № 5. P. 571–576. 1973.
<https://doi.org/10.1007/BF01033493>
- *Benvenuto F., Schwartz R., Piana M., Massone A.M.* Expectation maximization for hard X-ray count modulation profiles // Astron. Astrophys. V. 555. ID. A61. 5 PP. 2013.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321295>
- *Benz A.O.* Flare Observations // Living Reviews in Solar Physics. V. 14. № 2. 2017.
<https://doi.org/10.1007/s41116-016-0004-3>
- *Bumba V., Kryvsky L.* Chromosphere pre-flares // Bull. Astron. Inst. Czech. V. 10. P. 221–223. 1959.
- *Charikov Ju.E., Pharaphonov V.G.* X-ray precursors of solar flares // Proc. 18th Int. Cosm. Ray Conf., Bangalore, India, 22 August–3 September 1983. V. 4. P. 109–112. 1983.
- *Chifor C., Tripathi D., Mason H.E., Dennis B.R.* X-ray precursors to flares and filament eruptions // Astron. Astrophys. V. 472. P. 967–979. 2007.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077771>
- *Durasova M.S., Dobrin M.M., Yudin O.I.* Evidence of Quasi-periodic Movements in the Solar Chromosphere and Corona // Nature Phys. Sci. V. 229. P. 82–84. 1971.
<https://doi.org/10.1038/physci229082b0>
- *Fleishman G.D., Gary D.E., Chen B., Kuroda N., Yu S., Nita G.M.* Decay of the coronal magnetic field can release sufficient energy to power a solar flares // Science. V. 367. P. 278–280. 2020.
<https://doi.org/10.1126/science.aax6874>
- *Fletcher L., Dennis B.R., Hudson H.S. et al.* An Observational Overview of Solar Flares // Space Sci. Rev. V. 159. P. 19–106. 2011.
<https://doi.org/10.1007/s11214-010-9701-8>
- *Fritzova-Svestkova L., Chase R.C., Svestka Z.* On the occurrence of sympathetic flares // Sol. Phys. V. 48. P. 275–286. 1976.
<https://doi.org/10.1007/BF00151996>
- *Goddard C.R., Nistico G., Nakariakov V.M., Zimovets I.V., White S.M.* Observation of quasi-periodic solar radio bursts associated with propagating fast-mode waves // Astron. Astrophys. V. 594. ID. A96. 8 p. 2016.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628478>
- *Golubchina O.A.* The sympathetic flares // Proc. Of the Reg. Meet. On Sol. Phys. “Solar Researches in the South-Eastern European Countries: Present and Perspectives”, Bucharest, Romania, 24–28 April 2001. Obser. Sol. P. 160–164. 2002.
- *Grigis P.C., Benz A.O.* The Evolution of Reconnection along an Arcade of Magnetic Loops // Astrophys. J. V. 625. P. L143–L146. 2005.
<https://doi.org/10.1086/431147>
- *Gyenge N., Ballai I., Baranyi T.* Statistical study of spatio-temporal distribution of precursor solar flares associated with major flares // Month. Not. Royal Astr. Soc. V. 459. P. 3532–3539. 2016.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stw859>
- *Hurford G.J., Schmahl E.J., Schwartz R.A. et al.* The RHESSI Imaging Concept // Solar. Phys. V. 210. P. 61–86. 2002.
<https://doi.org/10.1023/A:1022436213688>
- *Kobrin M.M., Korshunov A.I., Snegirev S.D., Timofeev B.V.* On a sharp increase of quasi-periodic components of fluctuations of inclination of the spectrum of solar radio emission at $\lambda = 3$ cm before active events in August 1972 // Soln. Dannye. V. 10. P. 79–85. 1973.
- *Kuznetsov S.A., Zimovets I.V., Melnikov V.F., Wang R.* Spatio-temporal Evolution of Sources of Microwave and Hard X-Ray Pulsations of the Solar Flare using the NoRH, RHESSI, and AIA/SDO Observation Data // Geomagn. Aeronom. V. 57. P. 1067–1072. 2017.
<https://doi.org/10.1134/S001679321708014X>
- *Kuznetsov S.A., Zimovets I.V., Morgachev A.S., Struminsky A.B.* Spatio-temporal Dynamics of Sources of Hard X-Ray Pulsations in Solar Flares // Solar Phys. V. 291. P. 3385–3426. 2016.
<https://doi.org/10.1007/s11207-016-0981-3>
- *Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J. et al.* The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar. Phys. V. 275. P. 17–40. 2012.
<https://doi.org/10.1007/s11207-011-9776-8>
- *Lin R.P., Dennis B.R., Hurford G.J. et al.* The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) // Solar. Phys. V. 210. P. 3–32. 2002.
<https://doi.org/10.1023/A:1022428818870>
- *Martin S.F.* Preflare conditions, changes and events // Sol. Phys. V. 68. P. 217–236. 1980.
<https://doi.org/10.1007/BF00156861>
- *McLaughlin J.A., Nakariakov V.M., Dominique M., Jelinek P., Takasao S.* Modelling Quasi-Periodic Pulsations in Solar and Stellar Flares // Space Sci. Rev. V. 214. ID. 45. 54 p. 2018.
<https://doi.org/10.1007/s11214-018-0478-5>

- Murray M.J., van Driel-Gesztelyi L., Baker D. Simulations of emerging flux in a coronal hole: oscillatory reconnection // *Astron. Astrophys.* V. 494. P. 329–337. 2009.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:200810406>
- Nakariakov V.M., Anfinogentov S.A., Antolin P. et al. Kink Oscillations of Coronal Loops // *Space Sci. Rev.* V. 217. ISS. 6. ART. ID. 73. 2021.
<https://doi.org/10.1007/s11214-021-00847-2>
- Pascoe D.J., Goddard C.R., Nakariakov V.M. Dispersive Evolution of Nonlinear Fast Magnetoacoustic Wave Trains // *Astrophys. J. Lett.* V. 847. ISS. 2. ART. ID. L21. 7 p. 2017.
<https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa8db8>
- Priest E.R., Forbes T.G. The magnetic nature of solar flares // *Astron. Astrophys. Rev.* V. 10. P. 313–377. 2002.
<https://doi.org/10.1007/s001590100013>
- Sadykov V.M., Kosovichev A.G., Kitiashvili I.N., Frolov A. Statistical Properties of Soft X-Ray Emission of Solar Flares // *Astrophys. J.* V. 874:19 (11 pp). 2019.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab06c3>
- Schrijver C.J., Kauristie K., Aylward A.D. et al. Understanding space weather to shield society: A global road map for 2015–2025 commissioned by COSPAR and ILWS. // *Adv. Space Res.* V. 55. P. 2745–2807. 2015.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.03.023>
- Sharykin I.N., Kosovichev A.G., Zimovets I.V. Energy Release and Initiation of a Sunquake in a C-class Flare // *Astrophys. J.* V. 807. ID. 102. 9 PP. 2015.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/807/1/102>
- Somov B.V. Plasma Astrophysics, Part II: Reconnection and Flares, Astrophysics and Space Science Library, V. 392. Springer Science + Business Media New York. 2013.
<https://doi.org/10.1007/978-1-4614-4295-0>
- Sych R., Nakariakov V.M., Karlicky M., Anfinogentov S. Relationship between wave processes in sunspots and quasi-periodic pulsations in active region flares // *Astron. Astrophys.* V. 505. P. 791–799. 2009.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912132>
- Tan B., Yu Z., Huang J., Tan C., Zhang Y. Very long-period pulsations before the onset of solar flares // *Astrophys. J.* V. 833:206 (6 p). 2016.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/833/2/206>
- Van Doorselaere T., Kupriyanova E.G., Yuan D. Quasi-periodic Pulsations in Solar and Stellar Flares: An Overview of Recent Results (Invited Review) // *Solar Phys.* V. 291. P. 3143–3164. 2016.
<https://doi.org/10.1007/s11207-016-0977-z>
- van Hoven G., Hurford G.J. Solar flare precursors // *Adv. Space Res.* V. 6. P. 83–91. 1986.
[https://doi.org/10.1016/0273-1177\(86\)90121-3](https://doi.org/10.1016/0273-1177(86)90121-3)
- Wang H., Liu C., Ahn K. et al. High-resolution observations of flare precursors in the low solar atmosphere // *Nature Astr.* V. 1. ART. N. 0085. P. 1–6. 2017.
<https://doi.org/10.1038/s41550-017-0085>
- Wang T., Ofman L., Yuan D., Reale F., Kolotkov D.Y., Srivastava A.K. Slow-Mode Magnetoacoustic Waves in Coronal Loops // *Space Sci. Rev.* V. 217. ISS. 2. ART. ID. 34. 2021.
<https://doi.org/10.1007/s11214-021-00811-0>
- Webb D.F. Coronal X-ray activity preceding solar flares // *Sol. Phys.* V. 97. P. 321–344. 1985.
<https://doi.org/10.1007/BF00165993>
- Wheatland M.S. The Origin of the Solar Flare Waiting-Time Distribution // *Astrophys. J.* V. 536. P. L109–L112. 2000.
<https://doi.org/10.1086/312739>
- White S.M., Thomas R.J., Schwartz R.A. Updated expressions for determining temperatures and emission measures from GOES soft X-ray measurements // *Solar Phys.* V. 227. P. 231–248. 2005.
<https://doi.org/10.1007/s11207-005-2445-z>
- Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Urpo S., Pohjolainen S. LRC-circuit analog of current-carrying magnetic loop: diagnostics of electric parameters // *Astron. Astrophys.* V. 337. P. 887–896. 1998.
- Zimovets I.V., Gros M., Struminsky A.B. Evidence of the radio-quiet hard X-ray precursor of the 13 December 2006 solar flare // *Adv. Space Res.* V. 43. P. 680–686. 2009.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2008.09.009>
- Zimovets I.V., Wang R., Liu Y.D., Wang C., Kuznetsov S.A., Sharykin I.N., Struminsky A.B., Nakariakov V.M. Magnetic structure of solar flare regions producing hard X-ray pulsations // *J. Atm. Sol.-Terr. Phys.* V. 174. P. 17–27. 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.04.017>
- Zimovets I.V., Sharykin I.N., Gan W.Q. Relationships between Photospheric Vertical Electric Currents and Hard X-Ray Sources in Solar Flares: Statistical Study // *Astrophys. J.* V. 891. ID. 138. 21 PP. 2020.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab75be>
- Zimovets I.V., McLaughlin J.A., Srivastava A.K. et al. Quasi-Periodic Pulsations in Solar and Stellar Flares: A Review of Underpinning Physical Mechanisms and Their Predicted Observational Signatures // *Space Sci. Rev.* V. 217. ART. ID. 66. 2021.
<https://doi.org/10.1007/s11214-021-00840-9>

УДК 524.1-352

ФОРБУШ-ЭФФЕКТЫ, НАБЛЮДАВШИЕСЯ НА КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТАХ МИССИИ *HELIOS*

© 2022 г. Н. С. Шлык¹, *, А. В. Белов¹, М. А. Абунина¹,
А. А. Абунин¹, А. Ραραϊοαννου²

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

²Институт астрономии, астрофизики, космических технологий и дистанционного зондирования (IAASARS),
Национальная обсерватория Афин, г. Пентели, Греция

*e-mail: nshlyk@izmiran.ru

Поступила в редакцию 21.02.2022 г.

После доработки 04.03.2022 г.

Принята к публикации 30.03.2022 г.

Выделены и исследованы Форбуш-эффекты на основе данных космических аппаратов *Helios A* и *B*, функционировавших в период с декабря 1974 по февраль 1986 гг. Составлен подробный каталог 1166 Форбуш-эффектов – *Helios FD*, включающий в себя характеристики космических лучей, солнечного ветра, межпланетного магнитного поля и вызвавших их межпланетных возмущений. Исследованы количество, амплитуда Форбуш-эффектов, скорость и протонная температура солнечного ветра, величина межпланетного магнитного поля на разных расстояниях от Солнца. Произведено сравнение Форбуш-эффектов, которые были зарегистрированы и космическими аппаратами *Helios*, и сетью нейтронных мониторов на Земле. Установлено, что величина Форбуш-эффектов определяется характеристиками межпланетных возмущений и почти не зависит от радиального расстояния от Солнца.

DOI: 10.31857/S0016794022040149

1. ВВЕДЕНИЕ

Форбуш-эффекты (ФЭ) открыты более 80 лет назад [Forbush, 1937] и с тех пор активно изучаются. В рамках данной работы под Форбуш-эффектами понимаются изменения плотности и анизотропии космических лучей (КЛ), вызванные крупномасштабными возмущениями солнечного ветра (СВ) [Belov et al., 2001; Belov, 2009]. Но стоит отметить, что большая часть сведений о ФЭ собрана практически в одной точке гелиосферы – на Земле, нейтронными мониторами (НМ) или космическими аппаратами (КА) на орбите Земли. А ведь чтобы досконально изучить один ФЭ, нужно понимать, что произошло на Солнце, вызвало крупномасштабное межпланетное возмущение, которое впоследствии спровоцировало возникновение ФЭ. Помочь с решением этой проблемы могут данные различных КА, удаленных от Земли, среди которых как давние миссии (например, *Pioneer*, *Ulysses*, *Voyager*), так и более новые (*Parker Solar Probe*, *Solar Orbiter*). Но для последних аппаратов, например, еще не накоплена достаточная статистика, поэтому миссия *Helios* по-прежнему остается одним из лучших источников

информации о межпланетных возмущениях и вариациях КЛ между Солнцем и орбитой Земли.

Миссия *Helios* продолжалась много лет (с конца 1974 до начала 1985 г.), было два аппарата с идентичными детекторами, получен длинный ряд непрерывных данных в разных каналах КЛ (в том числе, достаточно высокоэнергичных) с одновременным измерением параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП), охвачены расстояния от 0.28 до 1 а. е.

ФЭ по данным *Helios* уже изучались. К самым ранним работам относятся статьи Müller-Mellin et al. [1977], Kunow et al. [1977], в которых рассматривается изменение интенсивности потока протонов и ядер гелия в энергетическом диапазоне 20–50 МэВ/част. В работах Cane et al. [1994, 1997] использовались данные о частицах с энергией >60 МэВ/а. е. м. с *Helios A* и *B*, чтобы продемонстрировать тесную связь между выбросами солнечного вещества и краткосрочными понижениями плотности потока КЛ. Richardson et al. [1996] по данным аппаратов *Helios* и *IMP8* исследуют связь между рекуррентными понижениями плотности КЛ и характеристиками рекуррентных потоков СВ. В работе Blanco et al. [2013] были по-

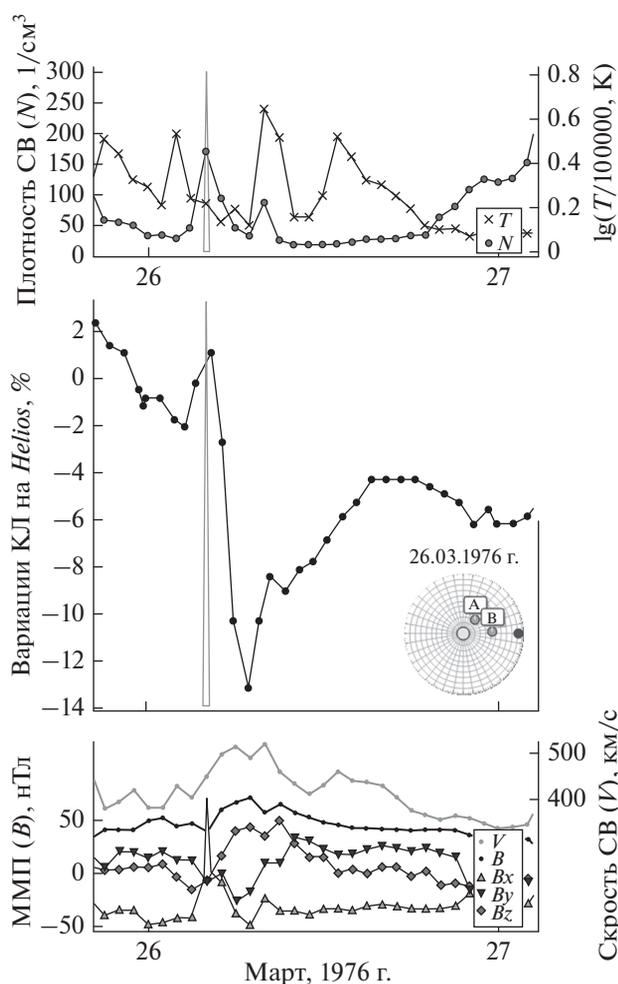


Рис. 1. Форбуш-эффект 26.03.1976 г., зарегистрированный космическим аппаратом *Helios A*, на расстоянии 0.32 а. е.

лучены радиальные зависимости для скорости СВ, величины ММП и амплитуды ФЭ на основе данных о 35 магнитных облаках. Marquardt and Heber [2019], используя данные *Helios* о галактических КЛ (в частности, водорода), описывают существующие радиальные градиенты во внутренней гелиосфере.

Целью настоящей работы является обобщение и сведение имеющихся данных аппаратов миссии *Helios* по КЛ (для канала с энергией >50 МэВ), а также сопутствующих характеристик ММП и СВ, в единую базу данных для создания каталога Форбуш-эффектов, зарегистрированных на расстояниях от 0.28 до 1 а. е. Созданный каталог – *Helios FD* – полезен для изучения различных радиальных зависимостей характеристик ФЭ, а также изучения эволюции межпланетных возмущений по мере их распространения от Солнца к Земле.

2. СОЗДАНИЕ КАТАЛОГА ФЭ ПО ДАННЫМ МИССИИ *HELIOS*

На основе имеющихся данных детекторов *Helios* (<https://spdf.gsfc.nasa.gov/pub/data/helios/helios1/>, <https://spdf.gsfc.nasa.gov/pub/data/helios/helios2/>) по вариациям КЛ (канал с энергией >50 МэВ) и данным ММП и СВ был создан обширный каталог ФЭ, наблюдавшихся на обоих КА *Helios*, включающий в себя сведения о 1166 событиях за весь период функционирования аппаратов *Helios A* и *B*. При выделении ФЭ мы руководствовались следующими соображениями:

- 1) использовали списки ударных волн, зарегистрированных на *Helios*, для определения времени начала ФЭ;
- 2) в тех случаях, когда межпланетное возмущение не имело ударной волны, начало ФЭ выбиралось по резкому изменению характеристик СВ (скорости СВ и/или модуля ММП), если данные по ним были доступны;
- 3) если данные СВ и ММП отсутствовали, то начало ФЭ определялось по резким изменениям потока КЛ.

Таким образом, выделение каждого ФЭ было произведено вручную, исследовались подряд все ряды имеющихся данных. Ограничения по амплитуде и продолжительности ФЭ возникли естественным образом из статистических погрешностей данных КЛ. Выделять ФЭ с величиной $<1\%$, как правило, не удавалось.

На рисунке 1 показано поведение параметров СВ, КЛ и ММП для ФЭ, зарегистрированного аппаратом *Helios A* 26 марта 1976 г. На верхней панели изображены плотность СВ (кружочки) и температура СВ (крестики), на средней панели – вариации плотности КЛ, на нижней панели – скорость СВ (верхняя кривая), модуль ММП и его компоненты. На круговой диаграмме на средней панели показано взаимное расположение Солнца (кружок в центре), аппаратов *Helios* (светло-серые кружки) и Земли (темно-серый кружок) в плоскости орбиты Земли с учетом соответствующих долгот. Начало события отмечено серым вытянутым треугольником. Данный ФЭ связан с регистрацией коронального выброса массы: виден рост модуля ММП, скорости и плотности СВ, а также резкое падение плотности КЛ. Итоговая амплитуда ФЭ составила $AF = 14\%$. Следует отметить, что в этот период *Helios A* находился очень близко к Солнцу, поэтому наблюдаемые значения ММП столь велики: максимальное значения модуля ММП в этом событии составило $B_{max} = 72.38$ нТл.

На рисунке 2 приведен пример события, зарегистрированного на аппарате *Helios B* 24 апреля 1977 г. Вероятно, этот ФЭ вызван регистрацией высокоскоростного потока из корональной дыры, о чем свидетельствуют длительные повышен-

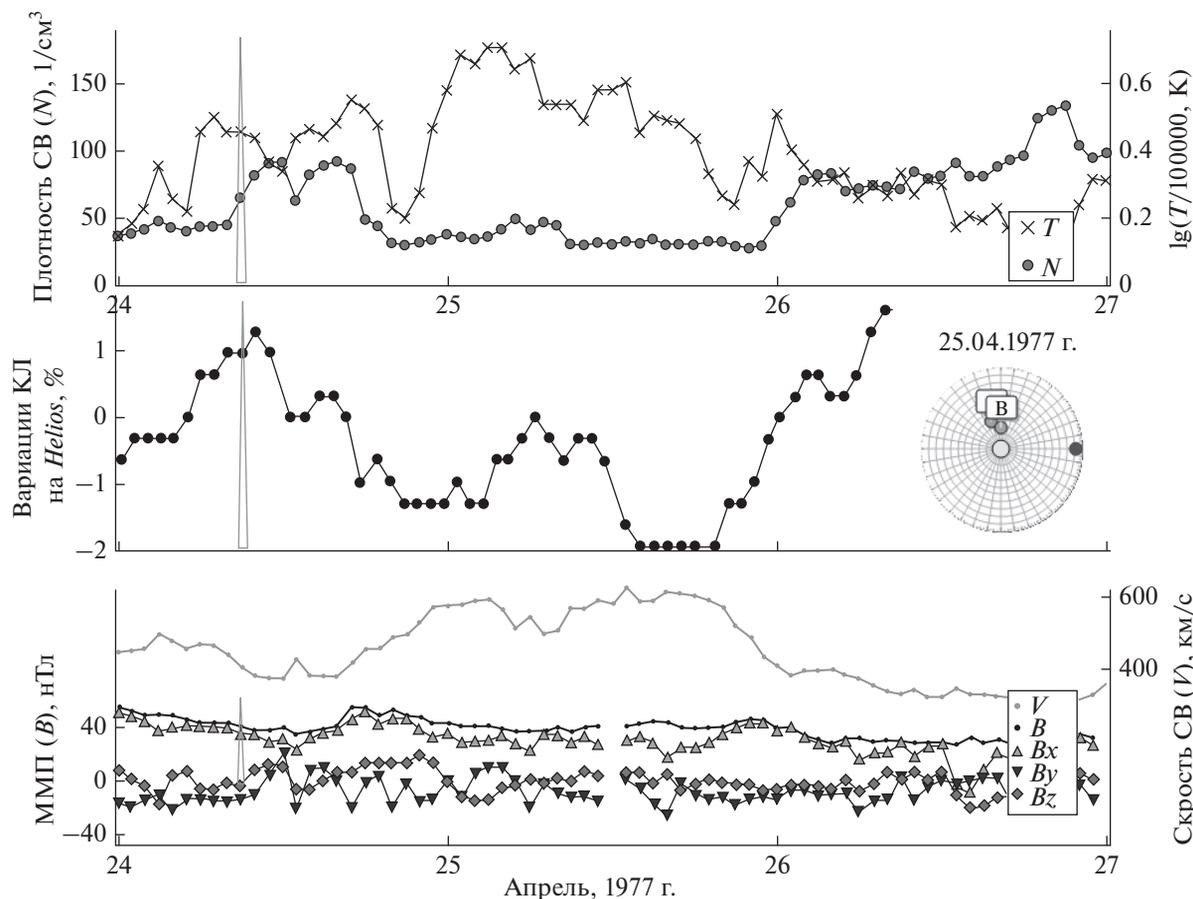


Рис. 2. Форбуш-эффект 24–26.04.1977 г., зарегистрированный космическим аппаратом *Helios B*, на расстоянии 0.28 а. е.

ные значения скорости СВ, небольшая амплитуда изменения компонент ММП при наличии высокой температуры. *Helios B* также находился близко к Солнцу (0.28 а. е., см. диаграмму на средней панели), поэтому фоновые значения ММП столь велики (~40 нТл). Однако величина ФЭ в этом событии составила всего $AF = 3.2\%$, в отличие от предыдущего примера.

Таким образом, можно утверждать, что детекторы *Helios* по мере своего перемещения часто регистрировали картину, непривычную для тех, кто исследует солнечный ветер по околоземным наблюдениям: помимо очень больших величин плотности, температуры СВ и модуля ММП, в вариациях галактических КЛ нередко прослеживается влияние солнечных КЛ (СКЛ), а также межпланетные возмущения часто объединяются, и трудно определить, где кончается одно и начинается другое.

В этой связи для каждого события был введен коэффициент качества данных – Q :

- если имелись значительные пробелы в данных КЛ и/или большие потоки СКЛ, которые не

позволяли определить характеристики ФЭ, то событию присваивался $Q = 1$;

- если в данных КЛ имелись пробелы и/или потоки СКЛ, и характеристики ФЭ определялись крайне ненадежно, то соответствующее событие получало коэффициент $Q = 2$;

- если в данных КЛ присутствовали пробелы и/или небольшие потоки СКЛ, но их влияние на определяемые характеристики ФЭ было незначительно, то $Q = 3$;

- если в данных КЛ имелись незначительные пробелы (2–3 ч) и/или влияние солнечных КЛ, которые не мешали определению основных параметров ФЭ, но у исследователей оставались некоторые сомнения, то событию присваивался $Q = 4$;

- если имелся полный ряд данных КЛ без влияния СКЛ, и была уверенность в точном выделении ФЭ, то $Q = 5$.

Всего удалось выделить 1166 событий, из которых надежно выделенных ФЭ – 763 ($Q \geq 4$).

На рисунке 3 приведено распределение по величине выделенных для *Helios* ФЭ с высоким коэффициентом качества данных ($Q \geq 4$). ФЭ с величиной до 8% (включительно) составляют 94.3%

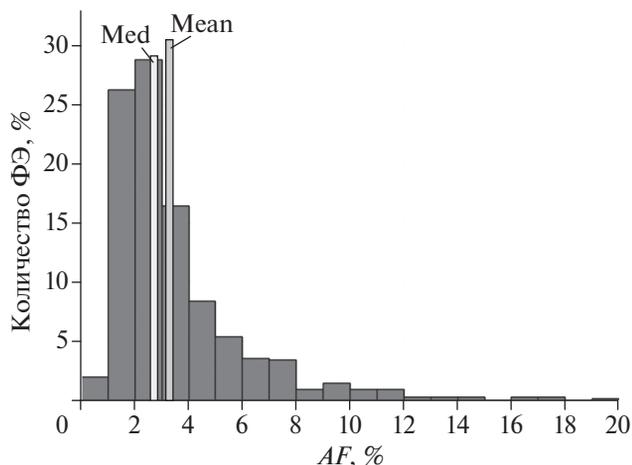


Рис. 3. Распределение надежно выделенных ФЭ на *Helios* по величине. На рисунке не приведены три ФЭ с самыми большими амплитудами (27.6; 34.1; 34.8%).

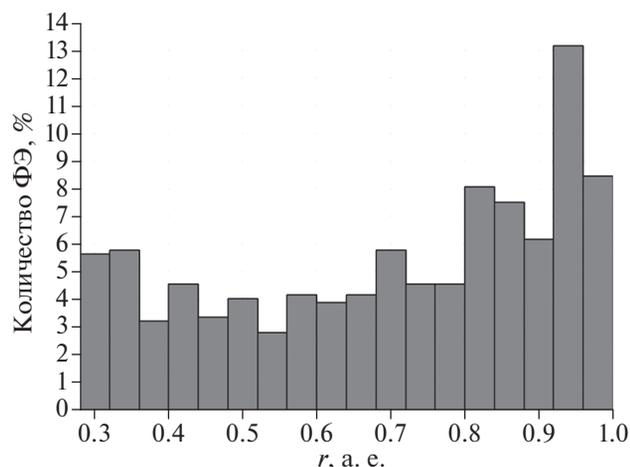


Рис. 4. Гистограмма распределения количества ФЭ по расстоянию от Солнца, где 1 – орбита Земли.

от всего количества надежно выделенных ФЭ. Только 3.7% (28 событий) всех ФЭ имели величину более 10%. Среднее значение амплитуды ФЭ для всех событий в данной выборке составило $3.6 \pm 0.11\%$, медианное значение – 2.7%.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ФЭ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ НА РАЗНЫХ РАССТОЯНИЯХ ОТ СОЛНЦА

Рассмотрим связь количества ФЭ, зарегистрированных на КА *Helios*, с расстоянием от Солнца. Получается очень нестандартная гистограмма (рис. 4). Обычно она имеет вид случайного распределения, а здесь видно, что много ФЭ зарегистрировано у Земли, но и у Солнца тоже. Очевидно, это можно объяснить тем, что траектории

космических аппаратов *Helios* – вытянутые эллиптические, и средние расстояния пролетались быстрее, а на концах распределения аппараты задерживались дольше.

Можно также предположить существование некоторой зависимости величины ФЭ от расстояния. На рисунке 5 приведена связь амплитуды ФЭ с расстоянием от Солнца для событий с высоким качеством данных ($Q \geq 4$). Сравнение величин зарегистрированных на разных расстояниях ФЭ позволяет предположить, что радиальная зависимость или отсутствует, или очень слабая: коэффициент корреляции составил $cc = -0.02 \pm 0.04$, а коэффициент регрессии (наклон степенной зависимости) $\beta = -0.03 \pm 0.06$. Ромбики с ошибками на рис. 5 относятся к средним значениям для интервалов с равными диапазонами изменения расстояния. Поскольку в рассматриваемой выборке много событий, ошибка средних значений получается малой.

Отметим, что большой разброс точек на рис. 5 свидетельствует о том, что радиальная зависимость величины ФЭ, возможно, просто не является определяющей, а есть другие, более существенные зависимости. Надежное выделение радиальной зависимости затруднительно, поскольку при любом моделировании ФЭ, в первую очередь, нужно учитывать свойства межпланетных возмущений, которые индуцировали ФЭ.

Поскольку явной связи между величиной ФЭ и расстоянием не было установлено, мы рассмотрели другие параметры, в частности, сравнили различия в характеристиках событий, зарегистрированных на малых расстояниях от Солнца и у орбиты Земли.

На рисунке 6 приведены распределения различных параметров для двух групп событий: зарегистрированных около Солнца (на расстояниях 0.28–0.45 а. е.) и около орбиты Земли (на расстояниях 0.9–1 а. е.): амплитуда ФЭ (AF , рис. 6а), минимальная в событии протонная температура СВ (T_{min} , рис. 6б), максимальная в событии индукция ММП (V_{max} , рис. 6в) и максимальная в событии скорость СВ (V_{max} , рис. 6г).

Анализ рисунка 6а позволяет сделать вывод, что распределения величины ФЭ на разных расстояниях от Солнца очень похожи, а значит, подтверждает описанное выше предположение о том, что амплитуда ФЭ не зависит от расстояния.

Распределения параметра T_{min} имеют значительные отличия, что вполне ожидаемо, поскольку температура значительно выше около Солнца, чем у орбиты Земли (рис. 6б).

Гистограмма распределения V_{max} также имеет значительные отличия для разных расстояний (рис. 6в). Те величины полей, которые наблюдаются у Земли, практически отсутствуют у Солнца,

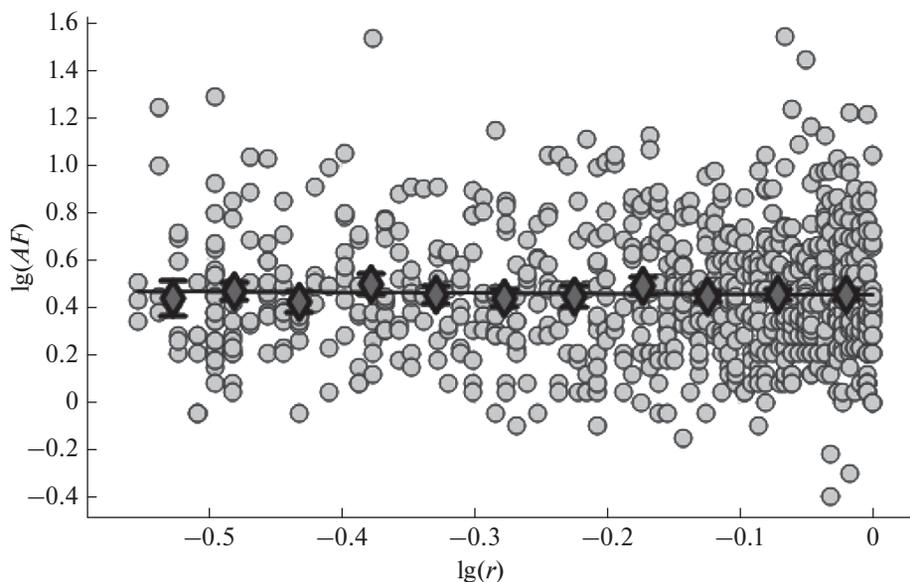


Рис. 5. Связь амплитуды ФЭ с расстоянием от Солнца (для событий с $Q \geq 4$).

и являются минимальными в сравнении с теми, что характерны малым расстояниям от Солнца.

Что касается распределений максимальной скорости СВ (V_{\max}), можно утверждать, что они похожи, но различия также присутствуют (рис. 6г). Например, первый столбик гистограммы – минимальные скорости от 200 до 300 км/с – имеется только у Солнца. Видимо, сюда попали очень медленные события, которые подхватываются спокойным СВ и к моменту достижения орбиты Земли увеличивают свою скорость до значений ~ 400 км/с. Скорости от 450 до 600 км/с чаще регистрируются у Земли, чем у Солнца. А если рассматривать самые большие скорости, видно, что они чаще наблюдаются у Солнца, чем у Земли. Очевидно, это связано с торможением по мере распространения из-за взаимодействия с более низкоскоростным потоком спокойного СВ. В этой связи можно предположить, что маленькие скорости увеличиваются с расстоянием, а большие – уменьшаются. Подобные выводы были также получены, например, в работе [Gopalswamy et al., 2000]. Однако, описанные процессы торможения/ускорения в большом массиве данных, види-

мо, компенсируют друг друга, поэтому для всех событий явной радиальной зависимости для скорости установить не удается.

В таблице 1 приведены средние значения перечисленных выше параметров для трех групп событий, разделенных в зависимости от положения аппарата *Helios* и расстояния от Солнца, на котором был зарегистрирован соответствующий ФЭ. Сравнение их позволяет сделать вывод о том, что самые большие отличия имеют параметры V_{\max} и T_{\min} , которые значительно убывают по мере удаления от Солнца (в 3.3 и 2.4 раза соответственно), а вот средние значения амплитуды ФЭ и максимальной скорости СВ остаются практически неизменными с учетом статистической ошибки на любых расстояниях от Солнца.

4. СРАВНЕНИЕ С ЗЕМНЫМИ ДАННЫМИ

В ИЗМИРАН имеется также база данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (*Forbush decreases and interplanetary disturbances – FEID*), которая содержит сведения о зарегистрированных наземными НМ событиях, для частиц с

Таблица 1. Средние значения некоторых параметров солнечного ветра и космических лучей для ФЭ, зарегистрированных КА *Helios* на разных расстояниях от Солнца

Параметр/группа ФЭ по расстоянию от Солнца	0.28–0.45 а. е.	0.46–0.89 а. е.	0.9–1 а. е.
AF , %	3.7 ± 0.3	3.6 ± 0.15	3.5 ± 0.19
T_{\min} , $\times 10^3$ К	89 ± 5.5	49 ± 2.3	37 ± 2.3
V_{\max} , нТл	39.6 ± 1.1	18.1 ± 0.5	12.1 ± 0.4
V_{\max} , км/с	507 ± 13	493 ± 7	516 ± 8

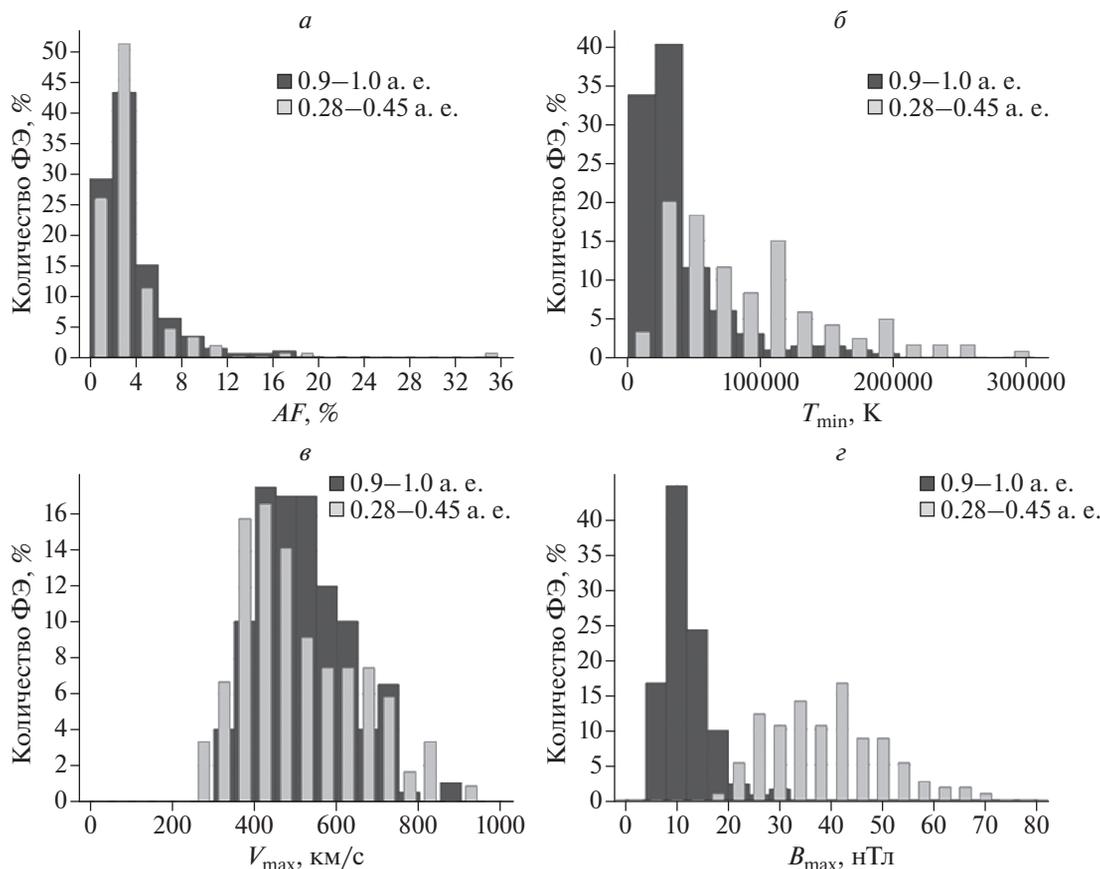


Рис. 6. Гистограммы распределения различных параметров для событий, зарегистрированных около Солнца (0.28–0.45 а. е., светло-серые столбики) и около орбиты Земли (0.9–1 а. е., темно-серые столбики).

жесткостью 10 ГВ, полученных методом глобальной съемки [Белов и др., 2018]. Часть событий, зарегистрированных на *Helios* (в случае подходящего расположения аппаратов) удалось ассоциировать с земными ФЭ, поскольку они были обусловлены одними и теми же межпланетными возмущениями. Это позволяет более точно описать источник межпланетного возмущения, а также дает хорошую возможность для изучения изменения характеристик этого возмущения по мере распространения от Солнца к Земле.

Естественно ожидать, что величины таких ФЭ коррелируют между собой и различия между ними будут определяться разницей в энергетических характеристиках детекторов и, возможно, разницей расстояний от Солнца. Таким образом, связь этих величин можно представить как:

$$AF = c(AF_E)^\alpha r^\beta, \quad (1)$$

где AF – величина ФЭ, зарегистрированного на *Helios*; AF_E – величина аналогичного ФЭ у Земли (в FEID); r – расстояние от Солнца.

Кроме величин, вошедших в формулу, следует также учесть разницу долгот точек наблюдения:

чем больше она будет, тем вероятнее будут большие различия AF и AF_E . Чтобы минимизировать долготные различия, для этого исследования были использованы только те ФЭ, которые наблюдались в достаточно узком диапазоне – с различием по долготе не более 25° .

На рисунке 7 приведена зависимость величины ФЭ для 60 событий, зарегистрированных и на аппаратах *Helios*, и на Земле сетью НМ. Моделирование по формуле (1) дает коэффициент корреляции $cc = 0.72 \pm 0.09$ и следующие коэффициенты: $c = 0.45 \pm 0.035$; $\alpha = 0.79 \pm 0.1$; $\beta = 0.11 \pm 0.22$.

Видно, что величины ФЭ, зарегистрированных в разных точках и на разных детекторах (с отличающимися энергетическими зависимостями), но обусловленные одними и теми же межпланетными возмущениями, хорошо коррелируют между собой. В данном случае мы получили положительную радиальную зависимость величины ФЭ, но этот результат никоим образом не противоречит описанному выше отсутствию радиальной зависимости для величины ФЭ, т.к. $\beta = 0$ в пределах одной статистической погрешности.

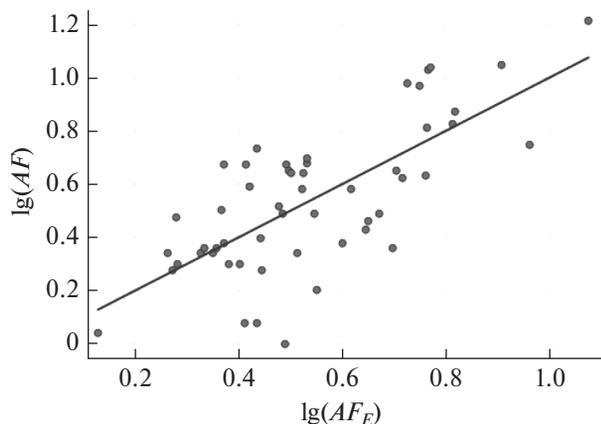


Рис. 7. Соотношение величины ФЭ для событий (с разницей долгот $<25^\circ$), зарегистрированных и на аппаратах *Helios*, и сетью НМ на Земле.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нам удалось создать базу ФЭ и межпланетных возмущений, зарегистрированных в миссии *Helios*. Конечно, следует уточнить, что полнота этой базы относительна и требует объяснений, поскольку она включает события только по одному каналу детекторов *Helios* (с энергией >50 МэВ). Кроме того, необходимо подчеркнуть, что рассматривались ФЭ именно в галактических КЛ. Детекторы *Helios* регистрировали ФЭ и во время событий, связанных с ускорением солнечных высокоэнергичных частиц, но такие ФЭ трудно выделять и еще труднее исследовать и обобщать, потому что они выделяются на фоне изменяющихся фоновых КЛ, в данном случае солнечных. Даже если это удастся сделать, то полученная база данных не будет однородной, а нам с самого начала хотелось получить однородный ряд данных, который можно будет сравнивать, в первую очередь, с ФЭ, наблюдавшимися у Земли.

Итак,

1. По данным космических аппаратов миссии *Helios* с декабря 1974 по август 1985 г. создана база данных и каталог *Helios* FD, содержащие информацию о поведении потока галактических КЛ, а также характеристиках соответствующих им межпланетных возмущений солнечного ветра.

2. В энергетическом канале >50 МэВ выделено всего 1166 ФЭ, из которых с хорошим качеством данных — 763 Форбуш-эффекта.

3. Показано, что зависимость величины ФЭ от расстояния или отсутствует, или очень слабая, и величина Форбуш-эффекта определяется не расстоянием от Солнца, а связана с изменением характеристик межпланетных возмущений по мере их распространения в гелиосфере.

4. Описано изменение характеристик СВ и ММП на разных расстояниях от Солнца: средняя

максимальная индукция магнитного поля в межпланетных возмущениях существенно больше на расстояниях 0.28–0.45 а. е., чем у орбиты Земли; минимальная протонная температура значительно меньше вблизи орбиты Земли, а средняя максимальная скорость СВ практически не меняется с удалением от Солнца.

Мы надеемся в будущем разделить события по типам солнечных источников (выделить группы ФЭ, вызванных корональными выбросами массы, высокоскоростными потоками из корональных дыр, а также смешанные события), и проверить существование различных радиальных зависимостей отдельно для каждой группы. Есть основания предполагать, что эти зависимости будут различными, в силу различий в процессах образования, развития и изменения этих межпланетных возмущений по мере распространения от Солнца. Сейчас эта задача пока не выполнена из-за ее трудоемкости: для каждого выделенного события требуется детальный комплексный анализ ситуации в отсутствие данных о событиях на Солнце.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Шлык Н.С., Белов А.В., Абунина М.А. и Абунин А.А. поддержаны грантом Российского научного фонда № 20-72-10023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке В.Г., Оленева В.А., Абунина М.А., Абунин А.А. Метод глобальной съемки для мировой сети нейтронных мониторов // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 58. № 3. С. 374–389. 2018. <https://doi.org/10.7868/S0016794018030082>
- Belov A.V. Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and geomagnetic phenomena / Proc. IAU Symposium. V. 257. P. 439–450. <https://doi.org/10.1017/S1743921309029676>. 2009.
- Belov A.V., Eroshenko E.A., Oleneva V.A., Struminsky A.B., Yanke V.G. What determines the magnitude of Forbush decreases? // Adv. Space Res. V. 27. P. 625–630. 2001. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(01\)00095-3](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(01)00095-3)
- Blanco J., Hidalgo M., Gómez-Herrero R., Rodríguez-Pacheco J., Heber B., Wimmer-Schweingruber R., Martín C. Energetic-particle-flux decreases related to magnetic cloud passages as observed by the Helios 1 and 2 spacecraft // Astrophys. J. 556. A146. 2013. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321739>
- Cane H., Richardson I., von Rosenvinge T., Wibberenz G. Cosmic ray decreases and shock structure: A multispacecraft study // J. Geophys. Res. V. 99. № A11. P. 21429–21442. 1994. <https://doi.org/10.1029/94JA01529>
- Cane H., Richardson I., Wibberenz G. Helios 1 and 2 observations of particle decreases, ejecta, and magnetic clouds // J. Geophys. Res. V. 102. № A4. P. 7075–7086. 1997. <https://doi.org/10.1029/97JA00149>

- *Forbush S.E.* On the effects in cosmic-ray intensity observed during the recent magnetic storm // *Phys. Rev.* V. 51. P. 1108–1109. 1937.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.51.1108.3>
- *Gopalswamy N., Lara A., Lepping R.P., Kaiser M.L., Berdichevsky D., St. Cyr O.C.* Interplanetary acceleration of coronal mass ejections // *Geophys. Res. Lett.* V. 27. № 2. P. 145–148. DOI: 0094-8276/00/1999GL003639505.00. 2000.
- *Kunow H., Witte M., Wibberenz G., Hempe H., Müller-Mellin R., Green G., Iwers B., Fückner J.* Cosmic ray measurements on board Helios 1 from December 1974 to September 1975: quiet time spectra, radial gradients, and solar events // *J. Geophys. Res.* V. 42. P. 615–631. 1977.
- *Marquardt J., Heber B.* Galactic cosmic ray hydrogen spectra and radial gradients in the inner heliosphere measured by the HELIOS Experiment 6 // *Astron. Astrophys.* V. 625. A153. 2019.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935413>
- *Müller-Mellin R., Witte M., Hempe H., Kunow H., Wibberenz G., Green G.* Cosmic ray radial gradients: Helios 1 results between 1.0 and 0.3 AU / *Proc. 15th ICRC, Bulgaria, Plovdiv.* V. 11. P. 214–218. 1977.
- *Richardson I., Wibberenz G., Cane H.* The relationship between recurring cosmic ray depressions and corotating solar wind streams at ≤ 1 AU: IMP 8 and Helios 1 and 2 anticoincidence guard rate observations // *J. Geophys. Res.* V. 101. P. 13483–13496. 1996.
<https://doi.org/10.1029/96JA00547>

УДК 550.388.2

СВЯЗЬ ИОНОСФЕРНЫХ ИНДЕКСОВ IG И T С ИНДЕКСАМИ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2022 г. М. Г. Деминов¹, *, Г. Ф. Деминова¹, В. Х. Депенев¹, А. Х. Депенева¹

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

*e-mail: deminov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 07.12.2021 г.

После доработки 27.12.2021 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

Представлен анализ связи средних за месяц ионосферных индексов IG и T с индексами солнечной ($F107$) и геомагнитной (Ap) активности на основе массива данных этих индексов в интервале 1954–2020 гг., где $F107$ и Ap – средние за месяц поток радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см и планетарный Ap -индекс геомагнитной активности. Получено, что индекс $F = (F107_0 + F107_{-1})/2$ обеспечивает более высокую корреляцию с ионосферными индексами, чем индексы $F107$ за данный ($F107_0$) или предыдущий ($F107_{-1}$) месяцы. Зависимости IG и T от F в виде полиномов второй степени позволяют воспроизвести 96% вариаций IG и 98% вариаций T для анализируемого интервала времени. Поэтому дополнительный вклад Ap в IG и T незначителен. Тем не менее, вклад Ap в T и IG зависит от времени года: он не значим для января и значим для июля. Это свойство годовой аномалии в параметрах ионосферы по индексу IG , по-видимому, выявлено впервые. Во всех рассмотренных случаях увеличение Ap приводит к уменьшению T и IG , т.е. к среднему (глобальному) уменьшению медианы концентрации максимума $F2$ -слоя, и, при прочих равных условиях, такое уменьшение более значительно для июля, чем для января. Свойства зависимостей индексов IG и T от F и Ap во многом подобны, но точности этих зависимостей для T больше, чем для IG .

DOI: 10.31857/S001679402204006X

1. ВВЕДЕНИЕ

Широко используемые эмпирические модели, такие как IRI [Bilitza, 2018] или NeQuick [Nava et al., 2008], содержат так называемые карты ITU-R для вычисления медианных за месяц значений критической частоты $F2$ -слоя $foF2$. Эти глобальные карты построены для каждого месяца года, двух уровней солнечной активности ($R_z = 0$ и $R_z = 100$) и линейной интерполяции для промежуточных значений R_z :

$$foF2 = a_0 + a_1 R_z, \quad (1)$$

где R_z – международное число солнечных пятен (прежняя версия, которая включает классический Цюрихский ряд данных), a_0 и a_1 – коэффициенты, которые определяются на основе карт ITU-R для данного пункта, месяца года и мирового времени [Jones and Gallet, 1962, 1965]. В уравнении (1) вместо R_z могут быть использованы ионосферные (T или IG) индексы солнечной активности, которые являются безразмерными индексами. Индексы T и IG построены по экспериментальным данным медиан $foF2$ ряда ионосферных станций для замены солнечных индексов в эмпирических моделях с целью обеспечения ми-

нимальных ошибок вычисления $foF2$ по этим моделям [Liu et al., 1983; Caquana, 1990]. Поэтому обычно ионосферные индексы точнее солнечных индексов [Caquana, 1990], но в задачах долгосрочного прогноза ионосферы это преимущество ионосферных индексов может быть нивелировано неточностью прогноза ионосферных индексов [Zakharenkova et al., 2013]. Один из способов решения этой проблемы основан на определении связи ионосферных индексов с солнечными индексами на основе уравнений регрессии. На этом пути было получено, что индекс $F107$ (поток солнечного радиоизлучения на длине волны 10.7 см) точнее индекса R_z для долгосрочного прогноза ионосферного индекса солнечной активности, например, индекса IG [Деминов, 2016].

Для долгосрочного прогноза $foF2$ обычно используют средние за 12 месяцев индексы T или IG [Bilitza, 2018; Деминов и Деминова, 2019]. Средний за месяц индекс T точнее среднего за 12 месяцев значения этого индекса для прогноза $foF2$ на 1–3 мес. вперед [Деминов и др., 2019]. Прогноз индекса T может быть выполнен на основе прогноза солнечного индекса $F107$, если известна устойчивая по времени связь индекса T с индек-

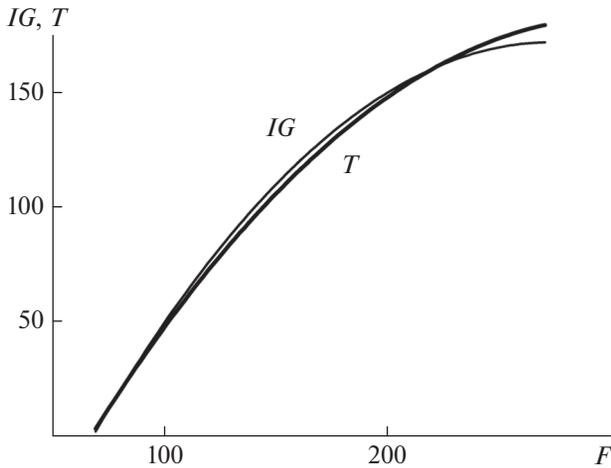


Рис. 1. Зависимости ионосферных индексов T и IG от индекса солнечной активности F по уравнениям регрессии (2) и (3) – толстая и тонкая линии.

сом $F107$. Выполненный нами поиск такой связи для среднего за месяц индекса T показал, что связь T с индексом $F107$ является основной [Деминов и др., 2021]. Дополнительный вклад индекса геомагнитной активности Ap в T незначителен. Тем не менее, вклад Ap в T зависит от времени года: он не значим для января и значим для июля. Это свойство годовой аномалии в параметрах ионосферы по индексу T было выявлено, по-видимому, впервые [Деминов и др., 2021].

Индекс T построен по данным медиан $foF2$ во все часы мирового времени каждой из ионосферных станций, выбранных для анализа [Carrara, 1990]. Индекс IG построен по данным медиан $foF2$ ионосферных станций в полдень [Liu et al., 1983]. Наборы ионосферных станций, использованных для вычисления T и IG , не совпадают. По этим причинам зависимости индексов T и IG от солнечной и геомагнитной активности могут различаться. Степень этого отличия по данным средних за месяц индексов T и IG , по-видимому, ранее не анализировалась. Решение этой задачи было главной целью данной работы. Ниже последовательно представлены результаты анализа связи индексов T и IG с индексом $F107$ и возможной связи T и IG с индексами геомагнитной активности.

2. СВЯЗЬ ИОНОСФЕРНЫХ ИНДЕКСОВ С ИНДЕКСОМ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Для определения этой связи были использованы средние за месяц данные индексов $F107$, T и IG в интервале 1954–1996 гг., для которого связь ионосферных индексов с индексами солнечной активности была достаточно устойчивой по вре-

мени. По этим данным были получены коэффициенты уравнений регрессии:

$$T = -120 + 2F - 0.0033F^2, \quad (2)$$

$$IG = -134 + 2.24F - 0.0041F^2, \quad (3)$$

где $F = (F107_0 + F107_{-1})/2$, $F107_0$ и $F107_{-1}$ – индексы $F107$ в данный и предыдущий месяцы. Эти уравнения обладают достаточно высокой точностью, тем не менее, точность уравнения (2) несколько выше: $K = 0.992$, $\sigma = 7.1$ для уравнения (2) и $K = 0.986$, $\sigma = 9.4$ для уравнения (3). В этих уравнениях использован индекс F , поскольку он обеспечивает более высокую корреляцию с ионосферными индексами, чем индексы $F107_0$ или $F107_{-1}$. По оценкам, замена в этих уравнениях индекса F на индексы $F107_0$ или $F107_{-1}$ приводит к увеличению σ примерно на 30% и 20% для уравнений (2) и (3). Уравнение (2) совпадает с уравнением, приведенным в работе [Деминов и др., 2021].

Индексы T и IG , вычисленные по уравнениям (2) и (3) для фиксированного индекса F , почти совпадают в интервале $70 < F < 250$: абсолютная разница не превышает 4 единиц (или 3%). Более наглядно это следует из данных на рис. 1. Из данных на рисунке видно, что только при очень высоком уровне солнечной активности ($F > 250$) разница между индексами T и IG становится значительной. Анализ показал, что использование в уравнениях регрессии (2) и (3) полиномов второй степени оптимально, поскольку дальнейшее увеличение степени полиномов не приводит к заметному увеличению точности этих уравнений.

Обозначим через T_F и IG_F индексы T и IG , которые вычисляются по известному индексу F с помощью уравнений (2) и (3) соответственно. Индексы T_F и IG_F получены по данным 1954–1996 гг. Анализ показал, что индекс T_F применим для всего периода измерений индекса F [Деминов и др., 2021]. Этот вывод справедлив и для индекса IG_F . Например, для интервала 1954–2020 гг. коэффициент корреляции индекса T с индексом T_F равен 0.989 ($\sigma = 7.8$), коэффициент корреляции IG с IG_F равен 0.981 ($\sigma = 10.9$). По данным этих коэффициентов корреляции можно заключить, что уравнения (2) и (3) позволяют воспроизвести 98% вариаций T и 96% вариаций IG для интервала 1954–2020 гг. Следовательно, связь индексов T и IG с индексом солнечной активности F является основной.

3. СВЯЗЬ ИОНОСФЕРНЫХ ИНДЕКСОВ С ИНДЕКСОМ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Выше отмечалось, что связь ионосферных индексов T и IG с индексом солнечной активности F является основной. Эта связь описывается урав-

нениями регрессии (2) и (3), и вычисленные по этим уравнениям ионосферные индексы обозначены через T_F и IG_F . На остатки $\Delta T = T - T_F$ и $\Delta IG = IG - IG_F$ приходится меньше 5% вариаций индексов T и IG , если основываться на данных измерений этих индексов за 1954–2020 гг.

Тем не менее, эти остатки могут зависеть от геомагнитной активности через уравнения регрессии:

$$\Delta T = a_1 + b_1 (Ap - Ap_{mid}), \quad (4)$$

$$\Delta IG = a_2 + b_2 (Ap - Ap_{mid}), \quad (5)$$

где a_1, b_1, a_2, b_2 – коэффициенты уравнений регрессии; Ap – средний за месяц Ap -индекс геомагнитной активности; Ap_{mid} – среднее для рассматриваемого интервала времени значение Ap . Например, $Ap_{mid} = 15$ для 1954–1996 гг. и $Ap_{mid} = 10$ для 1996–2020 гг. Анализ показал, что зависимости ΔT и ΔIG от Ap значимы не во всех случаях и уровень этих значимостей зависит от месяца года и диапазона изменений Ap -индекса. Анализ показал, что для выделения устойчивых зависимостей ΔT и ΔIG от Ap целесообразно использовать не месяц года, а три месяца года, центрированные на данный месяц [Демин и др., 2021]. Например, параметры уравнений регрессии (4) и (5) для января получены по данным ионосферных индексов и индексов солнечной и геомагнитной активности за декабрь, январь и февраль; для июля они получены по данным за июнь, июль и август. Ниже январь, апрель, июль и октябрь являются такими центрированными месяцами, что соответствует четырем сезонам. Это обеспечивает увеличенное число данных в анализируемых массивах ионосферных индексов и индексов солнечной и геомагнитной активности для выбранного (центрированного) месяца. Зависимости ΔT и ΔIG от Ap практически отсутствуют при очень низкой геомагнитной активности ($Ap < 7$). Поэтому в массиве данных для вычисления коэффициентов уравнений (4) и (5) оставлялись данные, которые удовлетворяли дополнительному условию

$$Ap > 7. \quad (6)$$

Это условие было использовано нами при анализе зависимости ΔT от Ap [Демин и др., 2021].

В таблице 1 приведены параметры уравнений регрессии (4) и (5) для перечисленных месяцев, полученные по данным об ионосферных индексах и индексах солнечной и геомагнитной активности за 1954–1996 гг. при дополнительном условии (6). Анализ показал, что для приведенных в табл. 1 данных зависимости (4) и (5) значимы (при доверительном уровне 95% по критерию Фишера [Ramachandran and Tsokos, 2009]), если коэффициент корреляции $K > 0.25-0.3$. Из данных в табл. 1 следует, что для интервала 1954–1996 гг. зависимости (4) и (5) не значимы для ян-

Таблица 1. Параметры уравнений регрессии (4) и (5) для ΔT и ΔIG : коэффициенты корреляции K , стандартные отклонения σ , коэффициенты b_1 и b_2 в этих уравнениях и число измерений N для четырех месяцев в интервале 1954–1996 гг.

Месяцы	ΔT				ΔIG			
	K	σ	b_1	N	K	σ	b_2	N
Январь	0.13	6.9	-0.21	121	0.22	9.2	-0.50	121
Апрель	0.36	6.7	-0.53	124	0.34	9.1	-0.67	124
Июль	0.43	6.2	-0.73	125	0.39	7.9	-0.82	125
Октябрь	0.33	6.8	-0.58	127	0.25	8.5	-0.54	127

варя и значимы для остальных рассмотренных месяцев. Для всех рассмотренных случаев $b_1 < 0$ и $b_2 < 0$, т.е. увеличение Ap приводит к уменьшению ΔT и ΔIG . Между величинами K и b существует определенная связь: увеличенным значениям K соответствуют увеличенные значения модулей b_1 и b_2 , когда зависимости ΔT и ΔIG от Ap становятся более отчетливыми. Поэтому зависимости ΔT и ΔIG от Ap наиболее отчетливы для июля. Годовой компонент в зависимостях ΔT и ΔIG от Ap с минимумом в январе и максимумом в июле более отчетлив для индекса ΔT , чем для ΔIG : для ΔT коэффициент корреляции K и модуль коэффициента b_1 в июле в 3.3–3.4 раза больше, чем в январе; для ΔIG коэффициент K и модуль коэффициента b_1 в июле в 1.8–1.6 раза больше, чем в январе. Кроме того, во все месяцы года стандартные отклонения σ для ΔIG больше, чем для ΔT , и эта разница составляет 25–35%.

Интервал 1954–1996 гг. соответствует относительно высоким солнечным циклам и повышенной геомагнитной активности ($Ap_{mid} = 15$). Интервал 1996–2020 гг. в значительной степени соответствует низким солнечным циклам и пониженной геомагнитной активности ($Ap_{mid} = 10$). Для сравнения, в табл. 2 приведены параметры уравнений регрессии (4) и (5), полученные по данным об ионосферных индексах и индексах солнечной и геомагнитной активности за 1996–2020 гг. при дополнительном условии (6). Из данных в табл. 2 следует, что для интервала 1996–2020 гг. зависимости (4) и (5) не значимы для января и апреля и значимы для июля и октября. Для всех рассмотренных случаев $b_1 < 0$ и $b_2 < 0$, т.е. увеличение Ap приводит к уменьшению ΔT и ΔIG . Кроме того, во все месяцы года стандартные отклонения σ для ΔIG больше, чем для ΔT .

Объединяя эти результаты, можно утверждать, что в зависимостях ΔT и ΔIG от Ap существуют годовой и полугодовой компоненты. Годовой компонент в зависимостях ΔT и ΔIG от Ap с минимумом в январе и максимумом в июле является устойчивой характеристикой ионосферных ин-

Таблица 2. Параметры уравнений регрессии (4) и (5) для ΔT и ΔIG : коэффициенты корреляции K , стандартные отклонения σ , коэффициенты b_1 и b_2 в этих уравнениях и число измерений N для четырех месяцев в интервале 1996–2020 гг.

Месяцы	ΔT				ΔIG			
	K	σ	b_1	N	K	σ	b_2	N
Январь	0.19	7.7	-0.46	44	0.08	12.0	-0.31	44
Апрель	0.15	7.6	-0.33	58	0.18	9.2	-0.49	58
Июль	0.36	8.6	-0.92	45	0.35	9.0	-0.96	45
Октябрь	0.54	7.2	-1.15	55	0.31	11.5	-0.91	55

дексов T и IG : коэффициенты корреляции K и модули коэффициентов b в июле гораздо больше, чем в январе. Полугодовой компонент в зависимостях ΔT и ΔIG от Ap с максимумами в апреле и октябре менее стабилен. Например, для апреля эти зависимости значимы в интервале 1954–1996 гг. и не значимы в интервале 1996–2020 гг. В целом, характеры зависимости индексов T и IG от индексов F и Ap совпадают: увеличение F и уменьшение Ap приводят к увеличению как T , так и IG . Кроме того, для всех рассмотренных случаев значимые зависимости ΔT от Ap соответствовали значимым зависимостям ΔIG от Ap . Тем не менее, для всех рассмотренных случаев стандартные отклонения уравнений регрессии (2) и (4) для индекса T меньше соответствующих стандартных отклонений уравнений регрессии (3) и (5) для индекса IG . Следовательно, дисперсия в зависимостях ионосферных индексов от солнечной и геомагнитной активности для индекса T меньше, чем для индекса IG . Кроме того, коэффициенты корреляции индекса T с индексами солнечной и геомагнитной активности больше соответствующих коэффициентов корреляции индекса IG для всех значимых зависимостей ионосферных индексов от солнечной и геомагнитной активности, приведенных выше, т.е. в целом зависимость от солнечной и геомагнитной активности для индекса T более отчетлива, чем для индекса IG .

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Ионосферные индексы T и IG во многом подобны, поскольку они предназначены для замены индекса R_z в одном и том же уравнении (1). Так, зависимости индексов T и IG от геомагнитной активности значимы (или не значимы) для одних и тех же геофизических условий. Тем не менее, в целом точности уравнений регрессии в зависимостях ионосферных индексов от солнечной и геомагнитной активности для индекса T больше, чем для индекса IG : для индекса T меньше стандартные отклонения этих уравнений и больше коэффициенты корреляции между изме-

ренными и вычисленными по этим уравнениям значениями T . Возможная причина этого связана с методиками получения индексов T и IG по данным медиан $foF2$ ряда ионосферных станций. Индекс T построен по данным медиан $foF2$ во все часы мирового времени каждой из ионосферных станций, выбранных для анализа. Индекс IG построен по данным медиан $foF2$ ионосферных станций в полдень. Использование уравнения (1) для всех часов суток при вычислении индекса T по данным медиан $foF2$, по-видимому, обеспечивает более точную зависимость этого индекса от солнечной и геомагнитной активности, чем индекса IG .

Уравнения (2) и (3) дают связь ионосферных индексов T и IG с индексом солнечной активности F , в котором учтена предыстория изменения этой активности. Если обозначить через T_F и IG_F индексы T и IG , которые вычисляются по известному индексу F с помощью уравнений (2) и (3), то T_F и IG_F можно использовать как эффективные индексы солнечной активности для прогноза индексов T и IG . Коэффициенты уравнений (2) и (3) можно считать постоянными величинами, что и позволяет использовать индексы T_F и IG_F для прогноза ионосферных индексов T и IG на основе прогноза индекса солнечной активности $F107$ с учетом предыстории изменения $F107$. Для средних за месяц значений индекса T эта предыстория была учтена в работе [Деминов и др., 2021]. Для средних за месяц значений индекса IG она учтена, по-видимому, впервые.

Остатки $\Delta T = T - T_F$ и $\Delta IG = IG - IG_F$ могут зависеть от Ap -индекса геомагнитной активности, где T и IG – экспериментальные значения ионосферных индексов, полученные на основе медиан $foF2$ ряда ионосферных станций, T_F и IG_F – значения T и IG , вычисленные по уравнениям (2) и (3) по известному индексу солнечной активности F . Возможность зависимости ΔT и ΔIG от Ap обусловлена тем, что медиана $foF2$ зависит не только от солнечной, но и от геомагнитной активности [Деминов и др., 2017]. Анализ зависимостей ΔT и ΔIG от Ap позволил выявить устойчивый годовой компонент в этих зависимостях: в январе эти зависимости не значимы и обычно слабо выражены, в июле они значимы и достаточно отчетливы. При этом во всех анализируемых случаях увеличение Ap приводит к уменьшению ΔT и ΔIG и, следовательно, к среднему (глобальному) уменьшению $foF2$. Годовой компонент в зависимостях ΔT и ΔIG от Ap является одним из свойств годовой аномалии в параметрах ионосферы, когда средние (глобальные) параметры ионосферы в январе отличаются от этих параметров в июле при прочих равных условиях [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006]. Годовая аномалия в зависимости ΔT от Ap была выделена нами ранее [Деминов и др., 2021].

Годовая аномалия в зависимости ΔIG от Ap выделена, по-видимому, впервые. Считают, что эта аномалия в конечном итоге обусловлена эллиптичностью орбиты Земли (расстояние Солнце—Земля минимально в начале января и максимально в начале июля), но конкретные проявления этой эллиптичности для параметров ионосферы в значительной степени остаются загадкой [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Brown et al., 2018].

На основе анализа ежедневных значений концентраций максимума $F2$ -слоя $NmF2$ пары ионосферных станций Боулдер—Хобарт в полдень было получено, что суммарное значение $NmF2$ по этим станциям в январе больше, чем в июле, и эта разница при умеренной геомагнитной активности больше, чем при низкой активности [Деминнов и Деминаева, 2021]. Причинами зависимости амплитуды годовой аномалии в $NmF2$ на средних широтах от уровня геомагнитной активности, по-видимому, являются асимметрия зима/лето в частоте возникновения суббурь и годовая асимметрия в плотности термосферы [Деминнов и Деминаева, 2021]. Первый фактор определяет более высокую частоту суббурь местной зимой [Tanskanen et al., 2011; Newell et al., 2001, 2010], с которыми связана генерация крупномасштабных ВГВ в авроральной области [Hunsucker, 1982; Hocke and Schlegel, 1996]. Второй фактор обеспечивает увеличенные амплитуды ВГВ на средних широтах в январе через уменьшение затухания ВГВ, поскольку коэффициент молекулярной вязкости обратно пропорционален плотности термосферы [Брюнелли и Намгаладзе, 1988]. В свою очередь, такие ВГВ являются наиболее частой причиной увеличенных значений $NmF2$ на средних широтах в полдень [Брюнелли и Намгаладзе, 1988].

Увеличение амплитуды годовой аномалии в $NmF2$ с ростом геомагнитной активности может происходить не только за счет увеличения $NmF2$ в январе, которое рассмотрено выше, но и за счет уменьшения $NmF2$ в июле из-за изменения температуры и состава термосферы. На средних широтах отрицательная фаза ионосферной бури, т.е. уменьшение $NmF2$ из-за изменения температуры и состава термосферы в периоды магнитных бурь, является основной и наиболее продолжительной по времени характеристикой этой бури [Vuonsanto, 1999]. Уменьшение $NmF2$ из-за изменения температуры и состава термосферы может происходить не только в периоды магнитных бурь, но и в периоды продолжительной повышенной геомагнитной активности, что может соответствовать условиям, для которых получена медиана $NmF2$ (или медиана $foF2$) и, как следствие, ионосферные индексы T и IG . При прочих равных условиях, средние (глобальные) уменьшения $NmF2$ относительно фона из-за изменения температуры и состава термосферы с ростом геомагнитной активности

будут максимальны в июле, когда средняя температура и плотность термосферы минимальны из-за эллиптичности орбиты Земли. Итак, годовая аномалия в зависимости ионосферных индексов от геомагнитной активности может быть обусловлена наложением двух основных эффектов из-за эллиптичности орбиты Земли: уменьшение затухания ВГВ с максимумом в декабре, приводящее к глобальному увеличению $NmF2$, изменения температуры и состава термосферы относительно фона с максимумом в июле, приводящие к глобальному уменьшению $NmF2$. Данное предположение является предварительным даже на качественном уровне и требует специального анализа.

5. ВЫВОДЫ

Представлен анализ связи средних за месяц ионосферных индексов T и IG с индексами солнечной ($F107$) и геомагнитной (Ap) активности на основе массива данных этих индексов в интервале 1954—2020 гг., где $F107$ и Ap — средние за месяц поток радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см и планетарный Ap -индекс геомагнитной активности. Получены следующие выводы.

1. Индексы T и IG во многом подобны. Так, зависимости индексов T и IG от геомагнитной активности значимы (или не значимы) для одних и тех же геофизических условий. Тем не менее, в целом точности уравнений регрессии в зависимостях ионосферных индексов от солнечной и геомагнитной активности для индекса T больше, чем для индекса IG .

2. Индекс $F = (F107_0 + F107_{-1})/2$ обеспечивает более высокую корреляцию с ионосферными индексами, чем индексы $F107$ за данный ($F107_0$) или предыдущий ($F107_{-1}$) месяцы. Зависимости T и IG от F в виде полиномов второй степени позволяют воспроизвести 98% вариаций T и 96% вариаций IG для анализируемого интервала времени. Коэффициенты этих полиномов сохраняются практически постоянными для разных циклов солнечной активности, что позволяет использовать индекс F для прогноза индексов T и IG .

3. Дополнительный вклад Ap в индексы T и IG незначителен и зависит от сезона: для анализируемого интервала времени он не значим для января и значим для июля. Это свойство годовой аномалии в параметрах ионосферы по индексу IG , по-видимому, выявлено впервые. Во всех рассмотренных случаях увеличение Ap приводит к уменьшению T и IG , т.е. к среднему (глобальному) уменьшению медианы концентрации максимума $F2$ -слоя $NmF2$, и, при прочих равных условиях, такое уменьшение более значительно для июля, чем для января.

4. Годовая аномалия в зависимости индексов T и IG от Ap с максимумом в июле может быть обу-

словлена наложением двух основных эффектов из-за эллиптичности орбиты Земли: уменьшение затухания крупномасштабных гравитационных волн (ВГВ) на средних широтах с максимумом в декабре, приводящее к глобальному увеличению $NmF2$; изменения температуры и состава термосферы относительно фона с максимумом в июле, приводящие к глобальному уменьшению $NmF2$. Данное предположение является предварительным даже на качественном уровне и требует специального анализа.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Данные об индексах солнечной активности были взяты с сайтов (<http://www.ukssdc.ac.uk/wdcc1>) (WDC for Solar-Terrestrial Physics, UK), (www.spaceweather.gc.ca/solarflux) (Space Weather, Canada), (www.sws.bom.gov.au/HF_Systems) (Space Weather Services, Australia). Данные об индексах геомагнитной активности были взяты с сайта isgi.unistra.fr (International Service of Geomagnetic Indices, ISGI).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований РФФИ в рамках научного проекта № 20-05-00050 (по части учета геомагнитной активности) и при поддержке Российского научного фонда РФНФ в рамках научного проекта № 20-72-10023 (по части учета солнечной активности).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука, 528 с. 1988.
- Деминов М.Г. Индекс солнечной активности для долгосрочного прогноза ионосферы // Космич. исслед. Т. 54. № 1. С. 3–9. 2016.
- Деминов М.Г., Деминова Г.Ф. Индекс солнечной активности для долгосрочного прогноза критической частоты $F2$ -слоя // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 59. № 2. С. 191–198. 2019.
- Деминов М.Г., Деминова Г.Ф. Зависимость локального индекса годовой асимметрии для $NmF2$ от солнечной активности // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 61. № 2. С. 224–231. 2021.
- Деминов М.Г., Деминова Г.Ф., Денуев В.Х., Денуева А.Х. Зависимость медианы критической частоты $F2$ -слоя на средних широтах от геомагнитной активности // Солнечно-земная физика. Т. 3. № 4. С. 74–81. 2017.
- Деминов М.Г., Деминова Г.Ф., Денуев В.Х., Денуева А.Х. Связь среднего за месяц ионосферного индекса T с индексами солнечной и геомагнитной активности // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 61. № 6. С. 735–740. 2021.
- Деминов М.Г., Михайлов А.В., Михайлов В.В., Шубин В.Н., Цыбуля К.Г. Ионосферное моделирование и прогнозирование / Системный мониторинг ионосферы. Сб. науч. трудов. Ред. Н.Г. Котонаева. М.: ФИЗМАТЛИТ. С. 286–343. 2019.
- Bilitza D. IRI the international standard for the ionosphere // Adv. Radio Sci. V. 16. P. 1–11. 2018.
- Brown S., Bilitza D., Yigit E. Improvements to predictions of the ionospheric annual anomaly by the international reference ionosphere model // Ann. Geophysicae. Discuss., 2018. <https://doi.org/10.5194/angeo-2018-97>
- Buonsanto M. Ionospheric storms – a review // Space Sci. Rev. V. 88. P. 563–601. 1999.
- Caruana J. The IPS monthly T index // Solar-Terrestrial Prediction: Proc. Workshop at Leura, Australia (October 16–20, 1989). V. 2. P. 257–263. 1990.
- Hocke K., Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and traveling ionospheric disturbances: 1982–1985 // Ann. Geophysicae. V. 14. № 9. P. 917–940. 1996.
- Hunsucker K. Atmospheric gravity waves generated in the high-latitude ionosphere: a review // Rev. Geophys. Space Phys. V. 20. P. 293–315. 1982.
- Jones W.B., Gallet R.M. The representation of diurnal and geographic variations of ionospheric data by numerical methods // ITU Telecommun. J. V. 29. P. 129–147. 1962.
- Jones W.B., Gallet R.M. The representation of diurnal and geographic variations of ionospheric data by numerical methods, 2. Control of instability // ITU Telecommun. J. V. 32. P. 18–28. 1965.
- Liu R., Smith P., King J. A new solar index which leads to improved foF2 predictions using the CCIR atlas // Telecommun. J. V. 50. № 8. P. 408–414. 1983.
- Nava B., Coisson P., Radicella S.M. A new version of the NeQuick ionosphere electron density model // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 70. P. 1856–1862. 2008.
- Newell P.T., Greenwald R.A., Ruohoniemi J.M. The role of the ionosphere in aurora and space weather // Rev. Geophys. V. 39. № 2. P. 137–149. 2001.
- Newell P.T., Sotirelis T., Wing S. Seasonal variations in diffuse, monoenergetic, and broadband aurora // J. Geophys. Res. V. 115. A03216. 2010. <https://doi.org/10.1029/2009JA014805>
- Ramachandran K.M., Tsokos C.P. Mathematical statistics with applications. Oxford: Elsevier Academic Press, 824 p. 2009.
- Rishbeth H., Müller-Wodarg I.C.F. Why is there more ionosphere in January than in July? The annual asymmetry in the $F2$ -layer // Ann. Geophysicae. V. 24. № 12. P. 3293–3311. 2006.
- Tanskanen E.I., Pulkkinen T.I., Viljanen A. et al. From space weather toward space climate time scales: Substorm analysis from 1993 to 2008 // J. Geophys. Res. V. 116. A00134. 2011. <https://doi.org/10.1029/2010JA015788>
- Zakharenkova I.E., Krankowski A., Bilitza D., et al. Comparative study of foF2 measurements with IRI-2007 model predictions during extended solar minimum // Adv. Space Res. V. 51. P. 620–629. 2013.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ НА ОСНОВЕ НЕЙРОСЕТЕВОЙ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКИ СОВМЕСТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ МЮОННОГО ГОДОСКОПА УРАГАН И СТАНЦИЙ НЕЙТРОННЫХ МОНИТОРОВ

© 2022 г. В. Г. Гетманов^{1, 2, *}, В. Е. Чинкин^{1, **}, Р. В. Сидоров^{1, ***},
А. Д. Гвишиани^{1, 2, ****}, М. Н. Добровольский^{1, *****}, А. А. Соловьев^{1, 2, *****},
А. Н. Дмитриева^{1, 3, *****}, А. А. Ковыляева^{1, 3, *****}, И. И. Яшин^{1, 3, *****}

¹Геофизический центр РАН, г. Москва, Россия

²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

³Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, г. Москва, Россия

*e-mail: vgetm2015@yandex.ru

**e-mail: v.chinkin@gcras.ru

***e-mail: r.sidorov@gcras.ru

****e-mail: adg@wdcб.ru

*****e-mail: m.dobrovolsky@gcras.ru

*****e-mail: a.soloviev@gcras.ru

*****e-mail: ANDmitriyeva@mephi.ru

*****e-mail: AAKovylyaeva@mephi.ru

*****e-mail: IYashin@mephi.ru

Поступила в редакцию 13.10.2021 г.

После доработки 21.01.2022 г.

Принята к публикации 30.03.2022 г.

Предложен метод прогнозирования геомагнитных бурь, основанный на нейросетевой цифровой обработке совместных наблюдений мюонного годоскопа УРАГАН и международной системы станций нейтронных мониторов; использовались временные ряды *Dst*-индексов. Разработаны формулы экстраполяции модельных оценок *Dst*-индексов. Была применена полносвязная нейронная сеть прямого распространения. Реализовано правило принятия решений по прогнозированию. Сформулированы оценки вероятностных характеристик прогнозирования геомагнитных бурь. Экспериментальное исследование метода прогнозирования подтвердило его эффективность. Показано, что наблюдения системы годоскоп–мониторы повысили вероятность правильного прогнозирования геомагнитных бурь по сравнению с использованием каждого из видов наблюдений по отдельности.

DOI: 10.31857/S0016794022040083

1. ВВЕДЕНИЕ

Геомагнитные возмущения возникают обычно при экстремальных событиях в гелиосфере, которые являются следствием плазменных образований в виде солнечных корональных выбросов масс (СМЕ – Coronal Mass Ejection). Геомагнитными бурями (ГМБ) принято считать геомагнитные возмущения, имеющие амплитуды больше заданной. Прогнозирование ГМБ представляет собой актуальную научную проблему, которая к настоящему времени не решена исчерпывающим образом.

Геомагнитная активность характеризуется различными геомагнитными индексами, среди

которых являются достаточно распространенными *k*-, *kp*- и *ap*-индексы [Menvielle et al., 2011]. Данная статья основана на применении часто используемых в практике геомагнетизма *Dst*-индексов [Sugiura and Kamei, 1991]. Эти индексы, измеряемые в нанотеслах (нТл), определяются почасовым усреднением значений меридиональных составляющих геомагнитного поля для магнитных обсерваторий, расположенных по экватору Земли. Для спокойных состояний магнитосферы *Dst*-индексы принимают, в основном, значения в пределах $-50...+20$ нТл; для ГМБ *Dst*-индексы принимают значения в диапазоне $-150...-50$ нТл и в исключительных случаях выходят за указанный диапазон.

В статье используется информация из следующих источников:

1. Временной ряд матричных наблюдений из базы данных [Real-time URAGAN, 2015] мюонного годоскопа (Muon Hodoscope – МН) УРАГАН, сконструированного в МИФИ [Yashin et al., 2015]. Здесь рассматривается один из возможных вариантов упрощения решения задачи прогнозирования ГМБ, который состоит в том, что временной ряд матричных наблюдений мюонного годоскопа преобразуется в скалярный временной ряд, полученный посредством усреднения матриц МН-наблюдений. Указанный временной ряд образуют величины МН-наблюдений, пропорциональные интенсивности потоков мюонов, регистрируемых годоскопом УРАГАН. Матричные временные ряды МН-наблюдений для прогнозирования ГМБ станут предметом исследований в следующих публикациях.

2. Временной ряд скалярных наблюдений международной системы станций нейтронных мониторов (Neutron Monitor – NM) [NMDB, 2021]. Здесь используются функции изотропных составляющих NM-наблюдений, полученные на основе метода глобальной съемки [Абунина и др., 2018]. Данный временной ряд образуют величины NM-наблюдений, пропорциональные интенсивности потоков нейтронов, регистрируемых нейтронными мониторами.

3. Временной ряд скалярных *Dst*-индексов на сайте WDCG – World Data Center of Geomagnetism, Kyoto [World Data Center, 2021].

Прогнозирования ГМБ определяются видом используемых информационных источников, применяемой аппаратурой, математических методов и вариантами реализуемых прикладных задач. Существует целый ряд служб различной ведомственной и государственной принадлежности, которые публикуют информацию по прогнозированию ГМБ.

Для РФ следует отметить Центр прогнозирования космической погоды ИЗМИРАН [Гайдаш и др., 2016; Центр прогнозов, 2016; Gaidash et al., 2017], который выдает потребителям более 20 видов продуктов, связанных с прогнозированием космической погоды и ГМБ, в том числе: 3-х суточный прогноз трехчасовых *k*- и *kp*-индексов, 8-ми суточный геомагнитный прогноз на основе среднесуточных *ap*-индексов и вероятностей наибольших *kp*-индексов в сутках, прогноз геомагнитной активности на основе *ap*-индексов на 55 сут вперед и т.д.

Заметной является деятельность Лаборатории рентгеновской астрономии ФИАН в решении проблемы прогнозирования ГМБ с привлечением технологий солнечной радиографии. На сайте [Лаборатория рентгеновской, 2017] приводятся вычисления *kp*-индексов на 3-х дневный и 27-днев-

ный интервалы прогнозирования, которые осуществляются с учетом оценок параметров солнечного ветра.

Необходимо упомянуть подразделение Space Weather Prediction Center NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration, США) [NOAA/NWS, 2021], занимающееся вариантами прогнозирования ГМБ. На сайте NOAA помещаются данные по *kp* и *ap*-индексам для 1–4-х недельных интервалов прогнозирования. Для решения задач прогнозирования ГМБ используются снимки ультрафиолетового телескопа EIT (Extreme Ultraviolet Imaging Telescope) и солнечного коронографа LASCO (Large Angle and Spectrometric Coronagraph) [NOAA/NWS, 2021], с помощью которых оцениваются характеристики нагрева солнечной короны и процессы в СМЕ, а также определяется влияние короны на солнечный ветер. Изображения LASCO используются для прогнозирующей модели WSA-Enlil [NOAA/NWS, 2021], которая действует с 2011 г. Эта крупномасштабная физическая модель гелиосферы предназначена для обеспечения заблаговременного предупреждения за 1–4 дня об изменениях в структурах солнечного ветра и направлений движений СМЕ. Используется космический аппарат (КА) ACE (Advanced Composition Explorer, USA) [NOAA/NWS, 2021], запущенный в 1997 г., постоянно находящийся в точке Лагранжа, расположенной на расстоянии 1.44 млн км от Земли на прямой, соединяющей Землю и Солнце. Данный КА, который можно принять в качестве патрульного, непрерывно регистрирует параметры солнечного ветра и межпланетного магнитного поля и автоматически передает их на Землю; зарегистрированные параметры размещаются на веб-сайтах NOAA для принятия последующих оперативных решений.

Прогнозирование ГМБ может реализовываться на основе целого ряда методов, например, с применением вероятностных моделей или распознаванием аномалий во временных рядах. Так, в статьях [Добровольский и др., 2019; Chinkin et al., 2019] для матричных МН-наблюдений предлагается применение специальных двумерных функций вариаций мюонных потоков и индикаторных матриц.

Нейронные сети (Neural Networks – NN) широко используются в солнечной-земной физике в задачах прогнозирования (распознавания) экстремальных событий в гелиосфере и магнитосфере [Бархатов и Ревунов, 2010]. Целый ряд публикаций, связанных с NN, *Dst*-индексами и ГМБ, отличаются вариантами применяемых методов, программных продуктов и используемых информационных источников (баз данных). Указанные обстоятельства вносят значительные разнообразия в постановки задач.

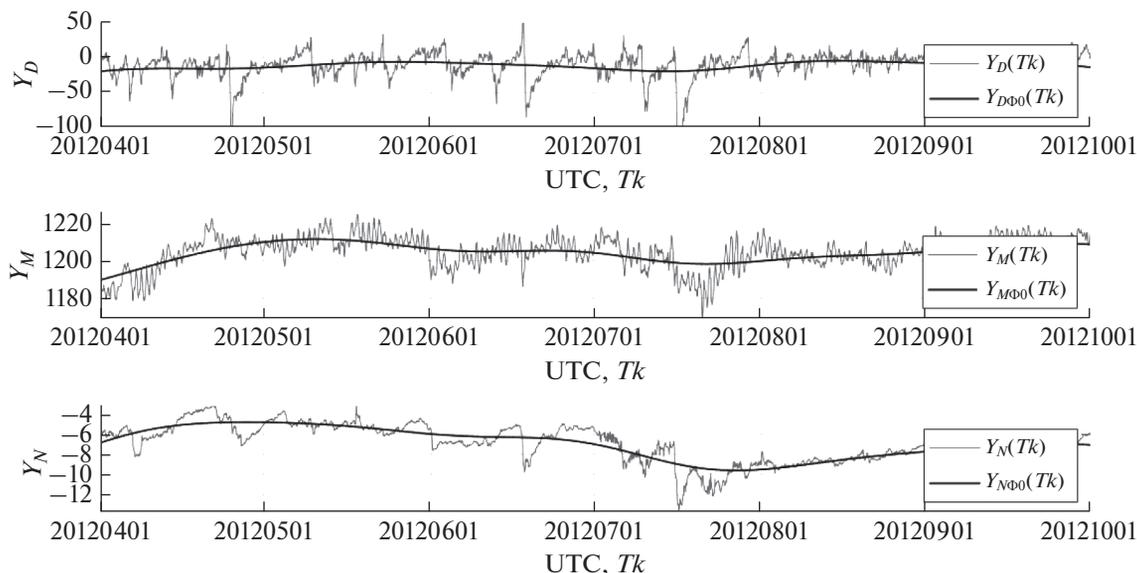


Рис. 1. Графики фрагментов исходных МН и NM-наблюдений $Y_M(k)$, $Y_N(k)$ и Dst -индексов $Y_D(k)$.

В публикациях [Бархатов и др., 2001; Ефиторов и др., 2018; Широкий, 2015; Dolenko et al., 2005; Gruet et al., 2018; Pallochia et al., 2006; Stepanova and Pérez, 2000; Wu and Lundstedt, 1997] помещены материалы, касающиеся исследований возможностей прогнозирований ГМБ, реализуемых с помощью вариантов NN.

Целью данной работы является разработка метода прогнозирования ГМБ, базирующегося на моделях Dst -индексов, совместном использовании МН и NM-наблюдений, технологии экстраполяции и применения NN. Предлагаемая постановка в некоторых деталях может считаться дополнительной по отношению к перечисленным публикациям. Полученные в статье результаты по прогнозированию ГМБ на основе нейросетевых модельных оценок Dst -индексов с экстраполяцией предназначены для целого ряда научных и технических приложений, например, при возможном внезапном отсутствии (пропуске) Dst -индексов, прогнозирование ГМБ может быть реализовано на основе заранее построенных моделей Dst -индексов, работающих только на основе МН и NM-наблюдений. Предлагаемое прогнозирование ГМБ может оказаться альтернативным при возможных сбоях работы патрульного КА.

2. АНАЛИЗ DST -ИНДЕКСОВ И МН, NM-НАБЛЮДЕНИЙ

Все переменные, которые использовались для NN в рамках данной статьи, были синхронизированы и подвергнуты дискретизации часовым шагом в единой шкале времени UTC. Временной индекс k определял моменты дискретизации Tk ,

$T = 1$ ч. Dst -индексы $Y_D(k)$ и NM-наблюдения $Y_N(k)$ реализовывались на интервале времени 01.01.2002–31.12.2018, МН-наблюдения $Y_M(k)$ – на интервале 01.01.2008–31.12.2018. Начальный и конечный индексы для Y_D принимали значения $k_0 = 1$, $k_f = 149016$, для Y_M – индексы $k_{01} = 52285$, $k_f = 149016$, для Y_N – $k_{02} = 1$, $k_f = 149016$.

На рисунке 1 помещены примеры графиков фрагментов исходных переменных $Y_D = Y_D(k)$, $Y_M = Y_M(k)$ и $Y_N = Y_N(k)$ для шестимесячного временного интервала 01.04.2012–30.09.2012 в зависимости от времени Tk . ГМБ-события определялись неравенством $Y_D(k) \leq Y_{D0}$. Для порога $Y_{D0} = -50$ нТл на данном интервале имели место 9 ГМБ-событий. Анализ $Y_D(k)$ на рис. 1 позволил сделать вывод, что средняя продолжительность ГМБ составила величину порядка 2–2.5 сут. Рассмотрение исходных переменных дало возможность заключить, что для них средний период аддитивных неинформативных низкочастотных трендов, подлежащих фильтрации, составил величину примерно 60–75 сут. На рисунке 1 неинформативные тренды $Y_{D\Phi_0}(k)$, $Y_{M\Phi_0}(k)$ и $Y_{N\Phi_0}(k)$ показаны плавными линиями.

Видно из графиков, что переменные $Y_D(k)$ и $Y_N(k)$ можно представить в виде суммы информативных низкочастотных трендов и высокочастотных шумов. Переменную $Y_M(k)$ можно представить в виде суммы информативного низкочастотного тренда, помеховых составляющих от суточных колебаний и высокочастотных шумов. Анализ изменений информативных низкочастотных трендов переменных $Y_M(k)$, $Y_N(k)$ позволил сделать

вывод об их, в ряде случаев, почти одинаковом поведении во времени.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ГМБ

В практике анализа геомагнитных наблюдений, иногда принято делать заключение о прогнозировании ГМБ по критериям, которые формируются на основе различных вариантов геомагнитных индексов. Достаточно распространенным и, в определенной степени, надежным при прогнозировании ГМБ является критерий, основанный на сравнении *Dst*-индексов с задаваемым порогом. Однако иногда непосредственное использование *Dst*-индексов для прогнозирования может оказаться проблематичным в связи с возможным их отсутствием в текущий и последующие моменты времени, по различным причинам.

Между *Dst*-индексами и величинами МН, MN-наблюдений имеет место вполне определенная функциональная связь, которая может быть представлена модельной схемой на основе [Ворог, 2008]. Функции *Dst*-индексов выполняют роль индикаторов ГМБ и их величины определяют интенсивность взаимодействия образований СМЕ с магнитосферой Земли. Время движения СМЕ от Солнца до Земли и время возникновения ГМБ, если его отсчитывать от момента выброса СМЕ, обычно составляет 1.5–2 сут. Одновременно СМЕ модулируют интенсивности потоков релятивистских протонов, направляющихся к Земле; время их движения от Солнца к Земле составляет порядка 8 мин. Потоки протонов вступают в ядерные реакции с атомами веществ верхних слоев атмосферы, в результате этих реакций образуются потоки мюонов и нейтронов, интенсивность которых регистрируется годоскопом УРАГАН и нейтронными мониторами. Модуляции интенсивностей потоков протонов при определенных условиях, вызывают модуляции интенсивностей образовавшихся потоков мюонов и нейтронов – величин МН, MN-наблюдений. Возникновение модуляций потоков мюонов и нейтронов происходит по времени существенно раньше возникновения ГМБ; данное обстоятельство положено в основу предлагаемого метода прогнозирования ГМБ.

Будем полагать, что:

– задан рассматриваемый текущий момент времени, которому соответствует временной индекс k , удовлетворяющий неравенствам $k_{j0} + 1 \leq k \leq k_{jf}$. Предшествующими моментами времени будем считать моменты, которым соответствуют временные индексы $k_{j0} + 1, \dots, k - 1$, где k_{j0} – заданный временной индекс; начальный индекс k_0 , конечный индекс k_f и заданный индекс k_{j0} связаны неравенствами $k_0 < k_{j0} < k_f$.

– на интервале $k_{01} \leq k \leq k_{j0}$ реализован временной ряд МН-наблюдений и временной ряд *Dst*-индексов, в интервале $k_{02} \leq k \leq k_{j0}$ – временной ряд NM-наблюдений и временной ряд значений *Dst*-индексов.

– на интервале $k_{j0} + 1, k - 1, k$ реализованы только временные ряды МН и NM-наблюдений;

Прогнозирование ГМБ будем рассматривать относительно текущих моментов времени с индексами k на k_e индексов вперед.

Цель работы состоит в том, чтобы на основе реализованных временных рядов *Dst*-индексов и МН, NM-наблюдений на интервалах $k_{01} \leq k \leq k_{j0}$, $k_{02} \leq k \leq k_{j0}$ сформировать на интервале $k_{j0} + 1 \leq k \leq k_f$ систему модельных оценок *Dst*-индексов и использовать их для прогнозирования ГМБ. Для данной задачи применим полносвязную NN прямого распространения и технологию экстраполяции при формировании модельных оценок *Dst*-индексов.

4. ОБЩИЙ ПЛАН РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ГМБ И ФОРМУЛЫ ЭКСТРАПОЛЯЦИИ

4.1. Общий план решения задачи прогнозирования ГМБ с учетом формулировки в п. 3 постановки подразделяется на пять пунктов, включающих:

1. Алгоритмы предварительной цифровой обработки исходных *Dst*-индексов и МН, NM-наблюдений для выделения в них существенных информативных составляющих;

2. Алгоритмы обучения и валидации NN;

3. Алгоритм экстраполяции МН, NM-наблюдений;

4. Алгоритм тестирования – вычисления модельных оценок *Dst*-индексов с экстраполяцией на основе NN с использованием экстраполированных МН, NM-наблюдений;

5. Алгоритм правила принятия решений для прогнозирования ГМБ.

На рисунке 2 представлена схема вычислительных операций, которая поясняет решение задачи прогнозирования ГМБ. Вычислительные операции подразделены на: блок 1 предварительной цифровой обработки; блоки 2.1, 3.1 обучения МН, NM-нейронной сети; блоки 4, 5 экстраполяции; блоки 2.2, 3.2 вычисления модельных оценок *Dst*-индексов для МН, NM; блок 6 принятия решений по прогнозированию ГМБ.

Алгоритмы предварительной цифровой обработки для исходных *Dst*-индексов $Y_D = Y_D(k)$ и МН, NM-наблюдений $Y_M = Y_M(k)$, $Y_N = Y_N(k)$ реализуют их фильтрацию [Filter Design, 2021] с целью устранения высокочастотных шумов и суточных колебаний, удаление низкочастотных неинформативных трендов и масштабирование для

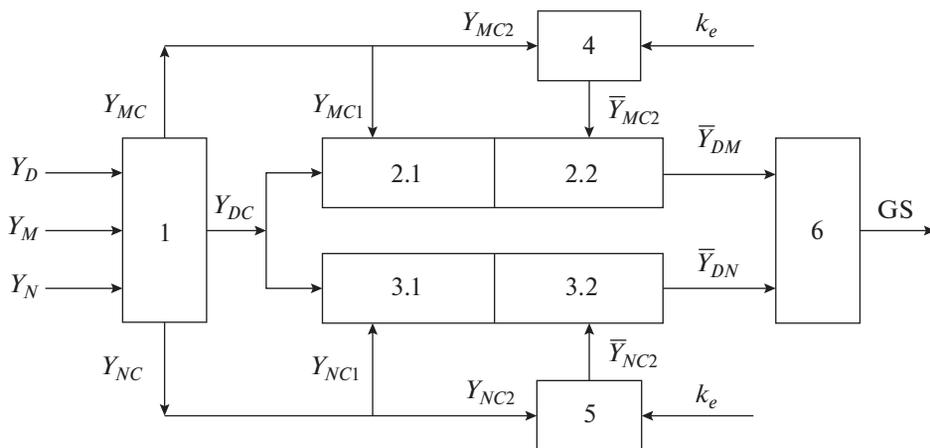


Рис. 2. Схема вычислительных операций решения задачи прогнозирования ГМБ.

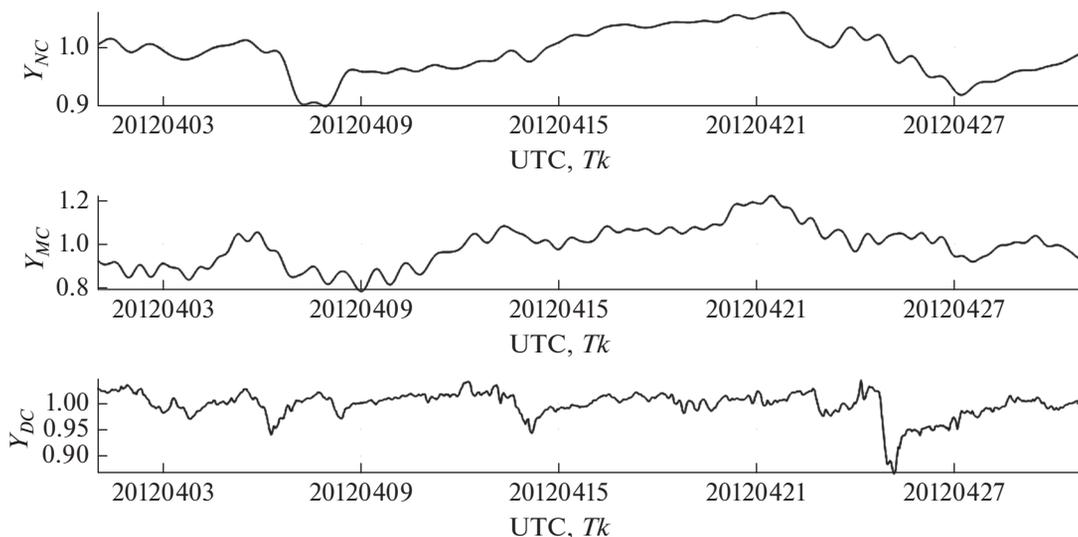


Рис. 3. Графики переменных $Y_{MP}(k)$, $Y_{NP}(k)$ и $Y_{DP}(k)$, полученных в результате предварительной цифровой обработки на месячном интервале.

обеспечения соизмеримости исходных переменных, которая необходима для эффективной работы NN.

Результаты предварительной цифровой обработки обозначаются как $Y_{DC} = Y_{DC}(k)$, $Y_{MC} = Y_{MC}(k)$ и $Y_{NC} = Y_{NC}(k)$. Операция масштабирования приводит результаты предварительной обработки к единому диапазону: $Y_{\min} \leq Y_{MC}(k) \leq Y_{\max}$, $Y_{\min} \leq Y_{NC}(k) \leq Y_{\max}$, $Y_{\min} \leq Y_{DC}(k) \leq Y_{\max}$, $Y_{\min} = 0.7$, $Y_{\max} = 1.3$. На рис. 3 представлены примеры графиков фрагментов переменных $Y_{MC} = Y_{MC}(k)$, $Y_{NC} = Y_{NC}(k)$ и $Y_{DC} = Y_{DC}(k)$, полученных в результате предварительной цифровой обработки на месячном интервале времени 01.04.2012–30.04.2012.

Этап обучения NN для переменных МН $Y_{MC1}(k)$ реализуется на интервале с индексами

$k_{01} + dk_{01} + 1 \leq k \leq k_{j0}$, для переменных NM $Y_{NC1}(k)$ – на индексах $k_{02} + dk_{02} + 1 \leq k \leq k_{j0}$, на указанных интервалах реализуются переменные $Y_{DC}(k)$. Величины dk_{01} , dk_{02} задаются. На вход NN подаются скользящие с единичным шагом последовательности векторов размерности Δk , образованные указанными переменными. Этап валидации нейросетевых моделей после обучения для переменных МН осуществляется для индексов $k_{01} \leq k \leq k_{01} + dk_{01}$, для переменных NM на индексах $k_{02} \leq k \leq k_{02} + dk_{02}$. В результате этапов обучения и валидации производятся формирования МН, NM-нейросетевых моделей для *Dst*-индексов. Этап тестирования отводится для вычислений модельных *Dst*-индексов на основе нейросетевых моделей на интервале с индексами $k_{j0} + 1 \leq k \leq k_j$.

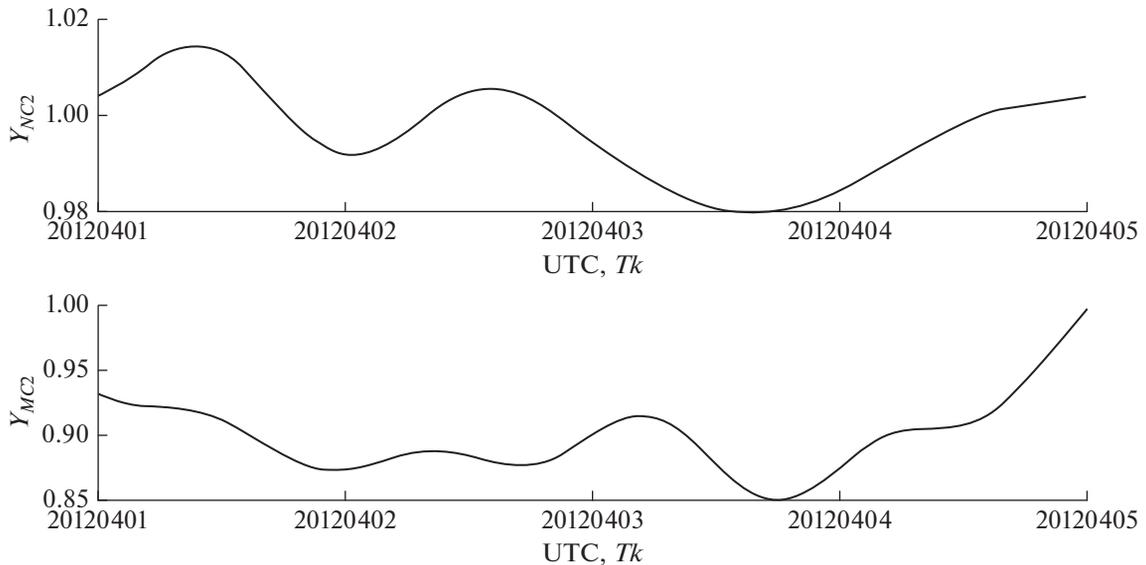


Рис. 4. Графики переменных $Y_{MP2}(k)$, $Y_{NP2}(k)$, полученных в результате операций фильтрации и масштабирования на 4-х дневном интервале 01.04.2012–04.04.2012 г.

Для тестирования реализуется алгоритм экстраполяции над переменными $Y_{MC2}(k)$ и $Y_{NC2}(k)$ с целью последующего использования экстраполяций в сформированных нейросетевых моделях.

На рисунке 4 приведены примеры графиков переменных $Y_{MC} = Y_{MC2}(k)$, $Y_{NC} = Y_{NC2}(k)$, полученных в результате фильтрации и масштабирования на 4-х дневном интервале 01.04.2012–04.04.2012 и подготовленных для экстраполирования. Можно заключить, что переменные $Y_{MC2}(k)$, $Y_{NC2}(k)$ хорошо приспособлены для реализации экстраполирования: видно, что вполне допустима их успешная экстраполяция на основе параболических функций по крайней мере на $k_e = 5–10$ шагов вперед.

4.2. Формулы экстраполяции реализуются на основе построения аппроксимационных параболических моделей относительно текущего индекса k ; назначается параметр экстраполяции k_e – количество шагов экстраполяции $k + 1, k + 2, \dots, k + k_e$. Задается k_a – количество индексов на интервале $k, k - 1, \dots, k - k_a + 1$, на котором предполагается производить построение аппроксимационной модели. Формируются аппроксимационные параболические функции с параметрами $c_1^T = (c_{01}, c_{11}, c_{21})$, $c_2^T = (c_{02}, c_{12}, c_{22})$ и аппроксимационные функционалы

$$F(c_1, Y_{MC2}, k_a, k) = \sum_{s=k-k_a+1}^k (Y_{MC2}(s) - c_{01} - c_{11}s - c_{21}s^2)^2,$$

$$F(c_2, Y_{NC2}, k_a, k) = \sum_{s=k-k_a+1}^k (Y_{NC2}(s) - c_{02} - c_{12}s - c_{22}s^2)^2.$$

Находятся оптимальные параметры аппроксимационных моделей путем минимизации введенных функционалов

$$c_1^{\circ} = \arg\{\min_{c_1} F(c_1, Y_{MP2}, k_a, k)\},$$

$$c_2^{\circ} = \arg\{\min_{c_2} F(c_2, Y_{NP2}, k_a, k)\}.$$

Экстраполированные модели $\bar{Y}_{MC2} = \bar{Y}_{MC2}(k, k_e)$, $\bar{Y}_{NC2} = \bar{Y}_{NC2}(k, k_e)$ образуются на скользящих с единичным шагом интервалах размерности Δk . Для k_e индексов $k + 1, k + 2, \dots, k + k_e$ экстраполированные модели представляются аппроксимационными параболическими функциями

$$\begin{aligned} \bar{Y}_{MC2}(k, k_e) &= c_{01}^{\circ} + c_{11}^{\circ}k + c_{21}^{\circ}k^2, \\ \bar{Y}_{NC2}(k, k_e) &= c_{02}^{\circ} + c_{12}^{\circ}k + c_{22}^{\circ}k^2. \end{aligned} \tag{1}$$

Для $\Delta k - k_e$ индексов $k + k_e - \Delta k + 1, k + k_e - \Delta k + 2, \dots, k$, экстраполированные модели представляются формулами

$$\begin{aligned} \bar{Y}_{MC2}(k, k_e) &= \bar{Y}_{MC2}(k), \\ \bar{Y}_{NC2}(k, k_e) &= \bar{Y}_{NC2}(k). \end{aligned} \tag{2}$$

Вычисления скользящих экстраполированных модельных оценок Dst -индексов осуществляются с помощью нейросетевых моделей для экстраполированных МН, НМ-наблюдений $\bar{Y}_{DM} = \bar{Y}_{MC2}(k, k_e)$,

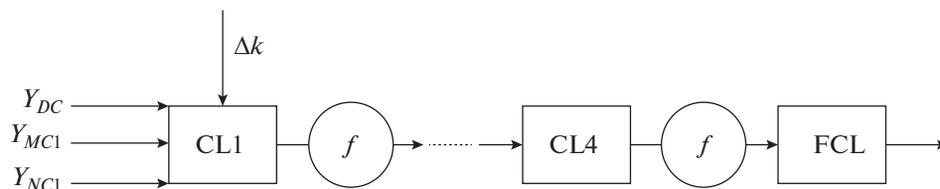


Рис. 5. Архитектура нейронной сети.

$\bar{Y}_{DN} = \bar{Y}_{NC2}(k, k_e)$ на интервале $k_{1T} \leq k \leq k_{2T}$. Для вычисления k_{1T}, k_{2T} записываются следующие неравенства, вытекающие из (1)–(2),

$$k_{f0} + 1 \leq k + k_e - \Delta k + 1, \quad k + k_e \leq k_f.$$

Решение указанных неравенств позволяет определить граничные индексы

$$k_{1T} = k_{f0} - k_e + \Delta k, \quad k_{2T} = k_f - k_e. \quad (3)$$

Алгоритм правила принятия решений для прогнозирования ГМБ основывается на вычисленных скользящих экстраполированных модельных оценках Dst -индексов $\bar{Y}_{DM}, \bar{Y}_{DN}$ и сравнении их с задаваемым порогом Y_{D0} . Принятие решений о прогнозировании ГМБ реализуется на интервале $k_{1T} \leq k \leq k_{2T}$ (3).

5. АРХИТЕКТУРА НЕЙРОННОЙ СЕТИ

Результаты, полученные выше, основываются на полносвязной NN прямого распространения, сформированной с использованием универсального программного продукта [Deep Learning, 2021]. Применение NN этого типа обуславливается тем, что исходные данные и наблюдения в данном случае представляют собой скалярные временные ряды.

Архитектура используемой NN представлена на рис. 5. Были реализованы 4 слоя (CL – Connected Layer) с входными переменными Y_{DC}, Y_{MC1}, Y_{NC1} , на основе которых формировались входные последовательности векторов размерности Δk . Использовались функции активации $f(x) = 1, x > 0, f(x) = 0, x \leq 0$. Выходы от четырех слоев CL1–CL4 подавались на суммирующий полносвязный слой (FCL – Fully Connected Layer). Выходом NN на этапе обучения являются сформированные нейросетевые модели.

Индексы интервалов исходных переменных принимали численные значения в соответствие с п.2 и были назначены $dk_{01} = 12000, dk_{02} = 15000$. Назначался индекс $k_{f0} = 131810$, соответствующий дате 01.01.2017 г., определявший 8-ми летний интервал обучения 01.01.2008–31.12.2016 для МН и 14-ти летний интервал 01.01.2002–31.12.2016 для НМ. 2-х летний интервал 01.01.2017–31.12.2018 отводился на вычисления модельных оценок Dst -

индексов на основе МН, НМ-наблюдений с использованием нейросетевых модельных структур.

6. ПРАВИЛО ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЙ ПО ПРОГНОЗИРОВАНИЮ ГМБ

Метод прогнозирования ГМБ сведем к процедуре классификации [Фомин, 2010; Bishop, 2006], основанной на сравнении экстраполированных модельных оценок Dst -индексов с задаваемым порогом для текущего индекса k с учетом шагов экстраполяции k_e .

Сформируем правило принятия решений о прогнозировании ГМБ на основе совместного использования МН, НМ-модельных оценок Dst -индексов, которое состоит в том, что если будет выполняться хотя бы одно или оба условия для текущего индекса k

$$\bar{Y}_{DM}(k, k_e) \leq Y_{D0} \quad \text{и/или} \quad \bar{Y}_{DN}(k, k_e) \leq Y_{D0}, \quad (4)$$

$$k_{1T} \leq k \leq k_{2T},$$

то будем принимать решение по прогнозированию ГМБ для индекса $k + k_e$; в остальных случаях будем принимать противоположное решение.

Сделаем пояснения по поводу реализации прогнозирования. Положим, что возможная ГМБ реализовывалась на временном интервале с индексами, которые удовлетворяли неравенствам $k_{GS1} \leq k \leq k_{GS2}$. По-прежнему будем считать, что прогнозирование осуществляется для момента времени с индексом k на k_e индексов вперед. Рассмотрим два возможных варианта: 1. когда момент k принятия решения по прогнозированию находится вне интервала с ГМБ, 2. когда момент k принятия решения по прогнозированию находится внутри интервала с ГМБ. В том случае, даже если в обоих вариантах прогнозирования реализовались, что эквивалентно неравенству $k_{GS1} \leq k_e \leq k_{GS2}$, то эти варианты существенно отличаются. Для первого варианта реализованный вариант является вполне полноценным, поскольку прогнозирование осуществилось заблаговременно по отношению к ГМБ. Во втором варианте прогнозирование осуществилось, когда ГМБ уже наступила. На рис. 6а, б приводятся прогнозирования по первому и второму вариантам. Первому и вто-

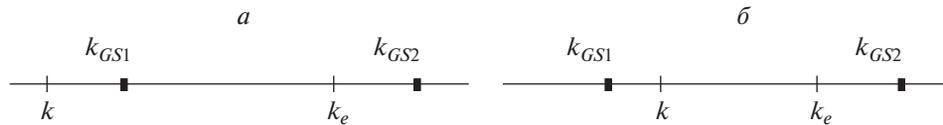


Рис. 6. Первый и второй варианты прогнозирования ГМБ.

рому варианту прогнозирования ГМБ соответствуют следующие неравенства

$$k \leq k_{GS1} \leq k_e \leq k_{GS2}, \quad k_{GS1} \leq k < k_e \leq k_{GS2},$$

7. ВЫЧИСЛЕНИЕ ОЦЕНОК ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПРАВИЛЬНОГО И ЛОЖНОГО ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ГМБ

Прогнозирование ГМБ, обычно сопровождается погрешностями – пропусками правильных и образованиями ложных прогнозов. Данные погрешности зависят от вероятностных характеристик переменных $\bar{Y}_{DM}, \bar{Y}_{DN}$. Воспользуемся результатами работы [Мерков, 2014; Михайлов и Войтишек, 2006] для их приближенного вычисления. Сформируем оценки вероятностей погрешностей прогнозов, в которых используем исходные *Dst*-индексы $Y_D(k)$, модельные оценки прогнозируемых *Dst*-индексов $\bar{Y}_{DM}(k, k_e), \bar{Y}_{DN}(k, k_e)$, которые являются случайными. Реализуем вычисления для ряда вариантов шагов экстраполяции k_e и используем правило принятия решений (4).

Фиксируем порог Y_{D0} и рассмотрим момент времени с индексом $k + k_e$, в котором имеет место ГМБ, если выполняется неравенство $Y_D(k + k_e) \leq Y_{D0}$. Количество N_{GS} состояний с ГМБ, которые определяются выполнениями данного неравенства на интервале $k_{1T} \leq k \leq k_{2T}$ вычислим с помощью следующей суммы

$$N_{GS} = \sum_{k=k_{1T}}^{k_{2T}} \text{sign}(Y_{D0} - Y_D(k + k_e)), \quad (5)$$

где $\text{sign}x = 1, x \geq 0, \text{sign}x = 0, x < 0$. Определим $N_{M,GS}$ – количество правильных прогнозов ГМБ с помощью $\bar{Y}_{DM}(k, k_e)$, основанных на (4); найдем β_M° – оценку вероятности правильных предсказаний

$$N_{M,GS} = \sum_{k=k_{1T}}^{k_{2T}} \text{sign}(Y_{D0} - Y_D(k + k_e)) \times \text{sign}(Y_{D0} - \bar{Y}_{DM}(k, k_e)), \quad \beta_M^\circ = \frac{N_{M,GS}}{N_{GS}}. \quad (6)$$

Подсчитаем количество $N_{N,GS}$ правильных прогнозов ГМБ с помощью $\bar{Y}_{DN}(k, k_e)$, ис-

пользуя (4), определим оценку вероятности правильного прогнозирования β_N°

$$N_{N,GS} = \sum_{k=k_{1T}}^{k_{2T}} \text{sign}(Y_{D0} - Y_D(k + k_e)) \times \text{sign}(Y_{D0} - \bar{Y}_{DN}(k, k_e)), \quad \beta_N^\circ = \frac{N_{N,GS}}{N_{GS}}. \quad (7)$$

Оценку вероятности β_{MN} правильных прогнозов ГМБ при совместном (4) использовании $\bar{Y}_{DM}(k, k_e), \bar{Y}_{DN}(k, k_e)$ найдем следующим образом

$$N_{MN,GS} = \sum_{k=k_{1T}}^{k_{2T}} \text{sign}[Y_{D0} - Y_D(k + k_e)] \times \text{sign}(\text{sign}(Y_{D0} - \bar{Y}_{DN}(k, k_e)) + \text{sign}(Y_{D0} - \bar{Y}_{DM}(k, k_e))), \quad \beta_{MN}^\circ = \frac{N_{MN,GS}}{N_{GS}}. \quad (8)$$

Количества $N_{0GS}, N_{M,0GS}, N_{N,0GS}, N_{MN,0GS}$ и вероятности ложных прогнозов ГМБ $\alpha_M^\circ, \alpha_N^\circ, \alpha_{MN}^\circ$ вычислим по формулам аналогичным (5)–(8). Расчеты по формулам (5)–(8) реализуем для набора шагов экстраполяции k_e . Вероятности пропусков прогнозов для МН, НМ и МН|НМ определим разностями $1 - \beta_M^\circ, 1 - \beta_N^\circ$ и $1 - \beta_{MN}^\circ$.

8. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ГМБ

8.1. Оценивание вероятности правильного и ложного прогнозирования ГМБ в зависимости от шага экстраполяции k_e . На интервале с индексами $k_{1T} \leq k \leq k_{2T}$ был рассмотрен временной ряд $Y_D(k)$ *Dst*-индексов из базы данных [World Data Center, 2021]. Для заданных целочисленных параметров k_e вычислялись экстраполированные модельные оценки $\bar{Y}_{DM}(k, k_e), \bar{Y}_{DN}(k, k_e)$ и производились их сравнения с порогом Y_{D0} , а также определялись вероятности правильного и ложного прогнозирования ГМБ по формулам (5)–(8) в зависимости от параметра k_e для диапазона $k_{e,min} \leq k_e \leq k_{e,max}$, $k_{e,min} = 0, k_{e,max} = 9$ при $Y_{D0} = -50$ нТл.

На рисунке 7а, б представлены графики результатов расчетов оценок вероятностей пра-

вильного прогнозирования β_M° (МН), β_N° (NM), β_{MN}° (МН|NM) и вероятностей ложного прогнозирования α_M° (МН), α_N° (NM), α_{MN}° (МН|NM) в зависимости от k_e . Из представленных графиков с результатами расчетов видно, что совместное использование МН и NM-наблюдений повысило эффективность прогнозирования ГМБ. Из рисунка 7а можно заключить, что для параметра прогнозирования $k_e = 5$, вероятность правильного совместного прогнозирования ГМБ принимала максимальное значение и составляла величину $\beta_{MN}^\circ \approx 0.65$ что больше соответствующей величины $\beta_N^\circ \approx 0.57$ на 13–15%. Вероятность ложного совместного прогнозирования, в соответствии с рис. 7б, не превысила величины $\alpha_{MN}^\circ \approx 0.06$.

8.2. Вычисление прогнозов ГМБ на заданном временном интервале. Рассматривался исходный временной интервал с индексами $k_{1T} \leq k \leq k_{2T}$, на котором вычислялись модельные оценки Dst -индексов и решалась задача прогнозирования ГМБ. На этом интервале формировался временной ряд $Y_D(k)$ и для заданных значений параметра экстраполяции k_e вычислялись экстраполированные модельные оценки $\bar{Y}_{DM}(k, k_e)$, $\bar{Y}_{DN}(k, k_e)$.

Рассматривался контрольный интервал с индексами k_{1C}, k_{2C} , которые удовлетворяли неравенствам $k_{1T} < k_{1C} \leq k \leq k_{2C} < k_{2T}$. Определялись последовательности интервалов $k_{GS1} \leq k \leq k_{GS2}$ в которых имели место ГМБ с помощью проверки неравенства для скользящих k и заданного значения параметра экстраполяции k_e

$$Y_D(k + k_e) \leq Y_{D0}, \quad k_{1C} \leq k \leq k_{2C}.$$

Определялись последовательности интервалов $k_{M1} \leq k \leq k_{M2}$ и $k_{N1} \leq k \leq k_{N2}$, в которых реализовывались прогнозирования ГМБ по правилу принятия решений (4) с помощью проверки выполнения неравенств

$$\bar{Y}_{DM}(k, k_e) \leq Y_{D0}, \quad \bar{Y}_{DN}(k, k_e) \leq Y_{D0}.$$

При прогнозировании ГМБ учитывалось взаимное расположение интервалов (k_{GS1}, k_{GS2}) и $(k_{M1}, k_{M2}), (k_{N1}, k_{N2})$. Были введены разности времен Tdk_M, Tdk_N для отдельных наблюдений и разности Tdk_{MN} , где $k_{MN} = \max(k_{M1}, k_{N1})$ для совместных МН, NM-наблюдений, по которым можно судить об эффективности прогнозирования ГМБ

$$Tdk_M = Tk_{GS1} - Tk_{M1}, \quad Tdk_N = Tk_{GS1} - Tk_{N1}, \\ Tdk_{MN} = Tk_{GS1} - Tk_{MN}.$$

Очевидно, что прогнозирование ГМБ имеет смысл, когда при отдельных и совместных на-

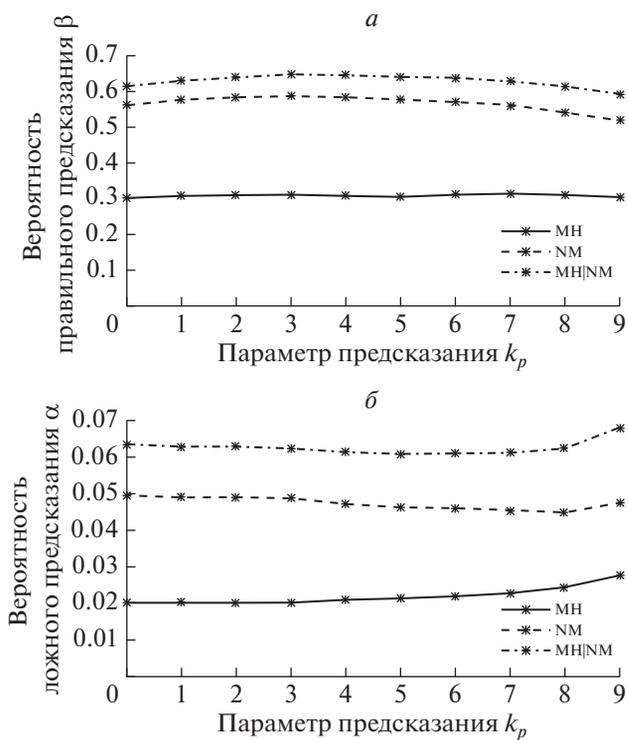


Рис. 7. Оценки $\beta_M^\circ, \beta_N^\circ, \beta_{MN}^\circ$ вероятностей правильного прогнозирования ГМБ – (а). Оценки $\alpha_M^\circ, \alpha_N^\circ, \alpha_{MN}^\circ$ вероятностей ложного прогнозирования ГМБ – (б).

блюдениях выполнялись неравенства $Tdk_M > 0, Tdk_N > 0$ и $Tdk_{MN} > 0$.

В зависимости от расположений (k_{GS1}, k_{GS2}) и $(k_{M1}, k_{M2}), (k_{N1}, k_{N2})$, очевидно, возможны реализации правильных прогнозирования (cf – correct forecasting), пропусков правильных прогнозирования (mcf – miss of correct forecasting) и ложных прогнозирования (ff – false forecasting) ГМБ. Чем больше величины введенных разностей, тем в большей степени заблаговременным является прогнозирование ГМБ. Отрицательные значения для dk_M, dk_N, dk_{MN} можно принять соответствующими пропускам прогнозирования – mfc.

Для первого примера рассматривался контрольный временной пятимесячный интервал 01.05.2017–30.09.2017 г.; были использованы $Y_D = Y_D(k)$ и $\bar{Y}_{DM} = \bar{Y}_{DM}(k, k_e)$, $\bar{Y}_{DN} = \bar{Y}_{DN}(k, k_e)$ с $k_e = 5$. На рис. 8а приведены графики для данных переменных. Пунктирной линией отмечен назначенный порог $Y_{D0} = -52.5$ нТл. Результаты вычислений прогнозирования помещены в табл. 1, для экономии места 2017 год в датах пропущен; в столбцах помещены календарные переменные месяц, день, час, полученные на основе преобразования индексов k . В столбцах 2, 3 помещены времена интервалов (Tk_{GS1}, Tk_{GS2}) начала и конца

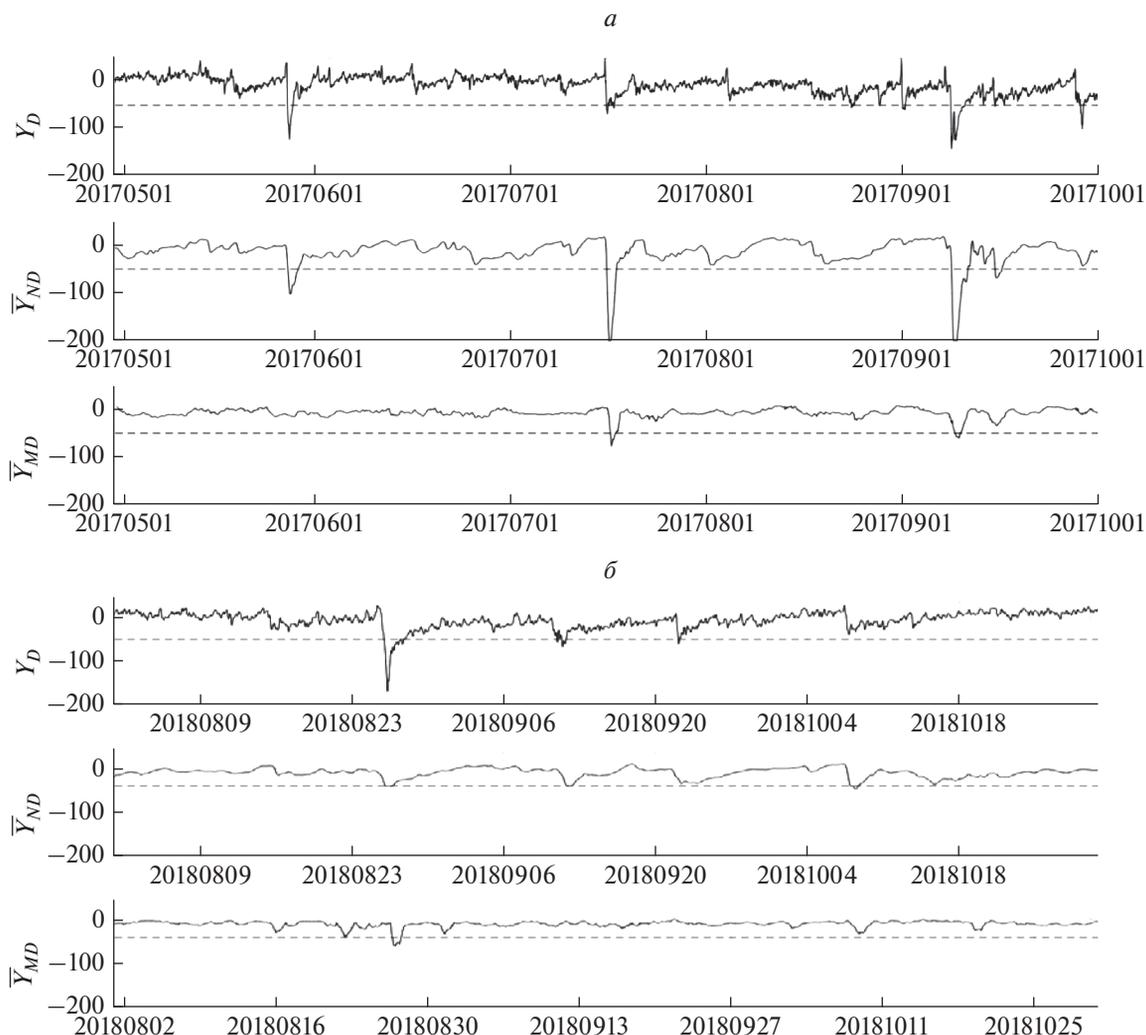


Рис. 8. Графики переменных $Y_D(k)$, $\bar{Y}_{DM}(k, k_e)$ и $\bar{Y}_{DN}(k, k_e)$, $k_e = 5$ – (а). Графики переменных $Y_D(k)$, $\bar{Y}_{DM}(k, k_e)$ и $\bar{Y}_{DN}(k, k_e)$, $k_e = 7$ – (б).

событий, обусловленные понижениями $Y_D(k)$, которые могут оказаться ГМБ-событиями, первый столбец определял номера N_0 интервалов с ГМБ-событиями. В столбцах 4, 5 и 7, 8 помещены времена интервалов (Tk_{M1}, Tk_{M2}) , (Tk_{N1}, Tk_{N2}) с точностью до часа. Всего реализовалось 5 ГМБ-

событий. Из содержимого столбца 10 со временем прогнозирования $Tdk_e = \max(Tdk_M, Tdk_N)$ можно заключить, что правильные прогнозирование ГМБ были осуществлены в четырех событиях – $N_{cf} = 4$: для № 1 – прогнозирование реализовывалось за 3 ч, № 2 – за 4 ч, № 3 – за 2 ч, № 4 – за 5 ч.

Таблица 1. Экстраполяция $k_e = 5$, 2017 г.

N_0	Tk_{GS1}	Tk_{GS2}	Tk_{M1}	Tk_{M2}	Tdk_M	Tk_{N1}	Tk_{N2}	Tdk_N	Tdk_e
1	05.28.00	05.28.20	–	–	–	05.27.21	05.29.11	+3	+3–cf
2	07.16.12	07.17.17	07.16.21	07.17.17	–5	07.16.08	07.17.21	+4	+4–cf
3	09.07.23	09.10.03	09.08.03	09.08.21	–4	09.07.21	09.10.09	+2	+2–cf
4	09.14.20	09.14.21	–	–	–	09.14.15	09.15.17	+5	+5–cf
5	09.28.01	09.28.13	–	–	–	–	–	–	–mcf

Таблица 2. Экстраполяция $k_e = 7$, 2015 г.

N_0	Tk_{GS1}	Tk_{GS2}	Tk_{M1}	Tk_{M2}	Tdk_M	Tk_{N1}	Tk_{N2}	Tdk_N	Tdk_e
1	08.25.23	08.26.09	08.26.09	08.27.11	-10	08.25.22	08.26.14	+1	+1-cf
2	09.10.18	09.11.20	—	—	—	09.10.11	09.10.21	+7	+7-cf
3	09.22.02	09.22.20	09.22.11	09.22.12	-9	—	—	-9	-9-mcf
4						10.07.18	10.08.12		ff

Для события № 5 имел место пропуск правильно-го прогнозирования — $N_{mf} = 1$. Имело место 0 ложных прогнозов — $N_{ff} = 0$.

Для второго примера рассматривался контрольный трехмесячный интервал 2015.08.01–2015.10.31 и использованы $Y_D = Y_D(k)$ и $\bar{Y}_{DM} = \bar{Y}_{DM}(k, k_e)$, $\bar{Y}_{DN} = \bar{Y}_{DN}(k, k_e)$ с $k_e = 7$, назначен порог $Y_{D0} = -52.5$ нТл. На рис. 8б изображены соответствующие графики переменных, пунктирной линией отмечен порог. Результаты вычислений помещены в табл. 2. Реализовалось три ГМБ-события в течение рассматриваемого трехмесячного интервала. Из содержимого столбца 10 можно заключить, что правильные прогнозирование ГМБ были осуществлены в двух случаях — $N_{cf} = 2$: для № 1 — прогнозирование реализовывалось за 1 ч, № 2 — за 7 ч. Имело место одно ложное прогнозирование — $N_{ff} = 1$ и один пропуск прогнозирования — $N_{mf} = 1$.

Для приближенного оценивания эффективности метода прогнозирования ГМБ вводились коэффициенты правильных и ложных прогнозов ϵ_{cf} и ϵ_{ff} , вполне очевидный физический смысл которых вытекает из следующих формул

$$\epsilon_{cf} = N_{cf} / (N_{cf} + N_{mf}), \quad \epsilon_{ff} = N_{ff} / N_{cf}.$$

Вычисление коэффициентов на основе табл. 1 и 2 позволило установить их усредненные значения $\bar{\epsilon}_{cf} \approx 73\%$, $\bar{\epsilon}_{mf} \approx 25\%$, которые можно принять в качестве первых приближений оценок эффективности предложенного метода прогнозирования.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложенный метод прогнозирования геомагнитных бурь (ГМБ) на основе совместных наблюдений мюонного годоскопа УРАГАН и нейтронных мониторов с применением полносвязной нейронной сети прямого распространения и использованием экстраполированных модельных оценок Dst -индексов, оказался работоспособным.

2. Исследование предложенного метода прогнозирования ГМБ на наблюдениях мюонного годоскопа, нейтронных мониторов и Dst -индек-

сов, полученных за 2008–2018 гг. и 2002–2018 гг., показало его эффективность.

3. Произведенные расчеты совместного использования МН и НМ-наблюдений показали, что для оптимального параметра предсказания $k_e = 5$ оценка вероятности правильного прогнозирования ГМБ составила величину $\beta_{MN}^0 \approx 0.65$, что больше соответствующей величины $\beta_N^0 \approx 0.57$ на 13–15%; вероятность ложного прогнозирования не превышает величины $\alpha_{MN}^0 \approx 0.06$.

4. Рассмотрение примеров экспериментальных данных на пятимесячных интервалах показало возможность предлагаемого метода реализовать коэффициенты правильного и ложного прогнозирования $\approx 73\%$, $\approx 25\%$, что свидетельствует о приемлемых возможностях предложенного метода.

5. Предложенный метод прогнозирования ГМБ имеет большие резервы для усовершенствования, в частности, дальнейшей оптимизации настроек параметров нейронной сети с целью повышения вероятностей правильного и снижения вероятностей ложного прогнозирования.

6. Предложенный метод прогнозирования ГМБ имеет благоприятную перспективу его использования в прикладных задачах геофизики.

9. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят к. ф.-м. н. Белова А.В., к. ф.-м. н. Янке В.Г. и к. ф.-м. н. Абунина А.А. (ИЗМИРАН) за предоставленную возможность использования специально подготовленных НМ-наблюдений и полезные замечания при подготовке рукописи статьи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Геофизического центра РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Абунина М.А., Абунин А.А., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Метод глобальной съемки для мировой сети нейтронных мониторов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 3. С. 374–389. 2018. <https://doi.org/10.7868/S0016794018030082>

- Бархатов Н.А., Ревунов С.Е. Искусственные нейронные сети в задачах солнечно-земной физики. Н. Новгород: Типография “Поволжье”, 407 с. 2010.
- Бархатов Н.А., Королёв А.В., Пономарев С.М., Сахаров С.Ю. Долгосрочное прогнозирование индексов солнечной активности методом искусственных нейронных сетей // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 44. № 9. С. 806–814. 2001.
- Гайдаш С.П., Белов А.В., Абуни А.А., Абунина М.А. Центр прогнозов космической погоды (ИЗМИРАН) / Практические аспекты гелиогеофизики. Материалы специальной секции “Практические аспекты науки космической погоды” одиннадцатой ежегодной конференции “Физика плазмы в солнечной системе”. Москва, 17 февраля 2016 г. Серия “Прикладные аспекты космической погоды”. Ред. А.А. Петрукович, А.М. Мерзлый, С.Ю. Хабибулин. М.: ИКИ РАН. С. 22–32. 2016.
- Добровольский М.Н., Астапов И.И., Барбашина Н.С. и др. Метод поиска локальной анизотропии потоков мюонов в матричных данных годоскопа УРАГАН // Изв. РАН. Сер. физ. Т. 83. № 5. С. 706–708. 2019. <https://doi.org/10.1134/S0367676519050120>
- Ефиторов А.О., Мягкова И.Н., Широкий В.Р., Доленко С.А. Прогнозирование *Dst*-индекса, основанное на методах машинного обучения // Космические исследования. Т. 56. № 6. С. 420–428. 2018. <https://doi.org/10.31857/S002342060002493-0>
- Лаборатория рентгеновской астрономии Солнца, ФИАН. <https://tesis.lebedev.ru/>. 2021.
- Мерков А.Б. Распознавание образов: Построение и обучение вероятностных моделей. М.: URSS, 238 с. 2014.
- Михайлов Г.А., Войтишек А.В. Численное статистическое моделирование. Методы Монте-Карло. М.: Академия, 368 с. 2006.
- Фомин Я.А. Распознавание образов: теория и применения. М.: Фазис, 368с. 2010.
- Центр прогнозов космической погоды ИЗМИРАН. <http://spaceweather.izmiran.ru/>. 2016.
- Широкий В.Р. Сравнение нейросетевых моделей прогнозирования геомагнитного *Dst* индекса на различных наборах данных и сравнение методов оценки качества работы моделей / XVII Всероссийская научно-техническая конф. “Нейроинформатика-2015” 19–23 янв. 2015, Москва. Сборник научных трудов. Т. 2. М.: НИЯУ МИФИ. С. 51–60. 2015.
- Bishop C.M. Pattern Recognition and Machine Learning. New York: Springer, 758 p. 2006.
- Borog V.V. Fundamentals of muon diagnostics. Moscow: Moscow Engineering Physics Institute (State University), 160 p. 2008.
- Chinkin V.E., Astapov I.I., Gvishiani A.D., Getmanov V.G., Dmitrieva A.N., Dobrovolsky M.N., Kovylyayeva A.A., Sidorov R.V., Soloviev A.A., Yashin I.I. Method for the Identification of Heliospheric Anomalies Based on the Functions of the Characteristic Deviations for the Observation Matrices of the Muon Hodoscope // Phys. Atom. Nuclei. V. 82. P. 924–928. 2019. <https://doi.org/10.1134/S106377881966013X>
- Deep Learning Toolbox – MATLAB. <https://www.mathworks.com/products/deep-learning.html>. 2021.
- Dolenko S.A., Orlov Y.V., Persiantsev I.G., Shugai J.S. Neural Network Algorithm for Events Forecasting and Its Application to Space Physics Data / Artificial Neural Networks: Formal Models and Their Applications – ICANN 2005. ICANN 2005. / Lecture Notes in Computer Science, 3697. Duch W., Kacprzyk J., Oja E., Zadrożny S. (eds). Berlin, Heidelberg: Springer. P. 527–532. 2005. https://doi.org/10.1007/11550907_83
- Filter Design Using MATLAB. <https://www.mathworks.com/discovery/filter-design.html>. 2021.
- Gaidash S.P., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A. Space Weather Forecasting at IZMIRAN // Geomagn. Aeron. V. 57. P. 869–876. 2017. <https://doi.org/10.1134/S0016793217070088>
- Gruet M.A., Chandorkar M., Sicard A., Camporeale E. Multiple-hour-ahead forecast of the *Dst* index using a combination of long short-term memory neural network and Gaussian process // Space Weather. V. 16. № 11. P. 1882–1896. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018SW001898>
- Menvielle M., Iyemori T., Marchaudon A., Nosé M. Geomagnetic Indices / Geomagnetic Observations and Models / IAGA Special Sopron Book Series, 5. Manda M., Korte M. (eds) Dordrecht: Springer. P. 183–228. 2011. https://doi.org/10.1007/978-90-481-9858-0_8
- NMDB: the Neutron Monitor Database. <https://www.nmdb.eu/>. 2021.
- NOAA/NWS Space Weather Prediction Center. <https://www.swpc.noaa.gov/>. 2021.
- Pallochia G., Amata E., Consolini G., Marcucci M.F., Bertello I. Geomagnetic *Dst* index forecast based on IMF data only // Ann. Geophys. V. 24. P. 989–999. 2006. <https://doi.org/10.5194/angeo-24-989-2006>
- Real-time URAGAN data. http://nevod.mephi.ru/uragan_data.htm. 2015.
- Stepanova M.V., Pérez P. Autoprediction of *Dst* index using neural network techniques and relationship to the auroal geomagnetic indices // Geofísica Internacional. V. 39. № 1. P. 143–146. 2000. <https://doi.org/10.22201/igeof.00167169p.2000.39.1.310>
- Sugiura M., Kamei T. Equatorial *Dst* index 1957–1986. IAGA Bulletin № 40. Saint-Maur-des-Fossés: ISGI Publications Office. 251 p. 1991.
- World Data Center for Geomagnetism, Kyoto. <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>. 2021.
- Wu J.-G., Lundstedt H. Geomagnetic storm predictions from solar wind data with the use of dynamic neural networks // J. Geophys. Res. V. 102. № A7. P. 14255–14268. 1997. <https://doi.org/10.1029/97JA00975>
- Yashin I.I., Astapov I.I., Barbashina N.S. et al. Real-time data of muon hodoscope URAGAN // Adv. Space Res. V. 56. № 12. P. 2693–2705. 2015. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.06.003>

УДК 537.86/87

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ СВИСТОВЫЕ ВОЛНЫ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ПОТОКИ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ МАГНИТОСФЕРЫ ЗА ПЛАЗМОПАУЗОЙ ВО ВРЕМЯ СУББУРЕВЫХ ИНЖЕКЦИЙ

© 2022 г. Е. Е. Титова^{1, 2, *}, Д. Р. Шкляр², Ю. Маннинен³¹Полярный геофизический институт РАН, г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия²Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия³Геофизическая обсерватория Соданкюля, г. Соданкюля, Финляндия

*e-mail: lena.titova@gmail.com

Поступила в редакцию 28.02.2022 г.

После доработки 25.03.2022 г.

Принята к публикации 30.03.2022 г.

В работе изучаются свистовые волны в полосе частот от 3 до 30 кГц, наблюдавшиеся на спутнике Van Allen Probe-B 17 марта 2019 г., когда спутник находился на L -оболочках от 2.8 до 5.4. Верхняя частота в спектре излучения следовала за ходом электронной гирочастоты f_{ce} и была ниже ее на 1–5 кГц. Спектр излучения часто имел два спектральных максимума, выше и ниже $f_{ce}/2$, причем максимум на частотах выше $f_{ce}/2$ мог быть как более, так и менее интенсивным. Высокочастотные свистовые волны на частотах $>f_{ce}/2$ наблюдались одновременно с увеличением потоков низкоэнергичных электронов с энергиями $>10^2$ эВ, имевшими поперечную анизотропию. Для объяснения наблюдаемого спектра, на основе одновременных спутниковых измерений плотности холодной плазмы и дифференциальных потоков энергичных электронов в диапазоне энергий от 0.015 до 250 кэВ в широком диапазоне питч-углов, была определена функция распределения электронов и выполнены расчеты локальных линейных инкрементов волн как функции частоты f и угла волновой нормали θ . В расчетах учитывались три циклотронных резонанса $n = 1, 0, -1$, дающие наибольший вклад в инкремент волн. Расчеты показали присутствие выраженного максимума на частотах $(0.8–0.9) f_{ce}$. Оценены диапазон энергий и питч углы электронов, вносящих максимальный вклад в возбуждение волн на этих частотах.

DOI: 10.31857/S0016794022040162

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что циклотронное взаимодействие волн и частиц играет важную роль в динамике радиационных поясов Земли. Циклотронная неустойчивость регулирует потоки заряженных частиц, определяет их угловые и энергетические спектры. При развитии циклотронной неустойчивости генерируются свистовые волны на частотах $f_{ci} \ll f < f_{ce}$ (f_{ci} и f_{ce} – ионная и электронная гирочастоты, соответственно). Типичным для внутренней магнитосферы Земли является неструктурированное широкополосное электромагнитное излучение в диапазоне частот от десятков Гц до нескольких кГц [Meredit et al., 2004]. Частоты ОНЧ-излучений, генерируемых в результате циклотронного взаимодействия свистовых волн и энергичных электронов, изменяются вдоль траектории спутника пропорционально эк-

ваториальной гирочастоте f_{ce} [Burtis and Helliwell, 1976; Boskova et al., 1986; Poulsen and Inan, 1988]. Наиболее изученными волнами свистовой моды в магнитосфере являются шумовые и хоровые излучения, наблюдаемые обычно в частотном диапазоне от 200 до 2000 Гц. Недавние исследования статистических характеристик волн свистовой моды [Malaspina et al., 2017, 2018] показали присутствие в магнитосфере свистовых волн малой интенсивности на высоких частотах до 50 кГц [He et al., 2020; Ma et al., 2017]. В последние годы на авроральной ст. Каннуслахто в Северной Финляндии ($L = 5.5$), благодаря применению цифровых методов подавления сфериков [Manninen et al., 2016], были выделены новые типы ОНЧ-излучений на высоких частотах 4–30 кГц, механизм генерации которых остается не выясненным [Manninen et al., 2021].

Считается, что электроны с энергиями 10–100 кэВ играют наиболее важную роль в циклотронном резонансном взаимодействии, связанном с циклотронной неустойчивостью, которая развивается вследствие поперечной анизотропии функции распределения энергичных частиц [например, Church and Thorne, 1983]. Надтепловые электроны (~0.1–10 кэВ) во внутренней магнитосфере также часто имеют анизотропное питч-угловое распределение с максимумом на 90° , которое формируется вследствие сохранения первого и второй адиабатических инвариантов, при переносе частиц из плазменного слоя, подобно тому, как это происходит для более высокоэнергичных электронов во время суббулевой инжекции [Reeves et al., 1996]. Взаимодействие свистовых волн с энергичными электронами 10–100 кэВ рассматривалось в очень многих работах, начиная с классических статей [Андронов и Трахтенгерц, 1964; Kennel and Petschek, 1966]. Ссылки на многие из этих работ могут быть найдены в монографии [Трахтенгерц и Райкрофт, 2011]. В то же время роль низкоэнергичных электронов в генерации свистовых волн изучена недостаточно полно. Вероятно, в работе [Maeda, 1976] было впервые высказано предположение о том, что электроны с низкой энергией ($W \sim 5$ кэВ) могут быть ответственны за генерацию ОНЧ-излучений, наблюдаемых на спутнике ExpLoge 45 в вечернем секторе во время главной фазы магнитной бури. В работе [Яхнин и др., 2019] показано, что ОНЧ-волны на частотах 2–6 кГц, наблюдаемые после поджатий магнитосферы, могут генерироваться за счет циклотронного взаимодействия с электронами с энергией <1 кэВ и быть ответственны за их высыпания. Возможность высыпания надтепловых (10–100 эВ) электронов вследствие эффективного рассеяния по питч-углам при взаимодействии со свистовыми волнами, распространяющимися с большими углами по отношению к магнитному полю, показана в работе [Jasna et al., 1992]. В работе [He et al., 2019] рассмотрена, по мнению авторов впервые, возможность генерации низкоэнергичными электронами ~(1–2) кэВ высокочастотных шипений в диапазоне частот от 2 до 10 кГц внутри плазмосферы.

В настоящей работе мы рассмотрим широкополосные электромагнитные ОНЧ-излучения, которые были зарегистрированы в интервале времени 10:30–17:30 UT 17 марта 2019 г на спутнике Van Allen Probe-B (его первоначальное название RBSP – Radiation Belt Storm Probes, которое мы будем использовать в дальнейшем). Мы проанализируем особенности спектров этих излучений и их связь с потоками электронов в широком диапазоне энергий от 0.015 до 250 кэВ. Для расчета

резонансных энергий и локальных инкрементов свистовых волн, которые сопоставлены с характеристиками наблюдаемых ОНЧ-волн, мы используем спутниковые измерения дифференциальных потоков энергичных электронов, внешнего магнитного поля и концентрации холодной плазмы.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Два спутника RBSP-A, B имели одинаковую высокоэллиптическую орбиту, по которой они двигались с интервалом примерно 1 ч. Наклонение орбиты спутников составляло 10° , апогей 5.8 радиусов Земли, перигей 700 км, период обращения 9 ч. Измерения электромагнитных полей на этих спутниках проводились прибором EMFISIS (the Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science) [Kletzing et al., 2013] в широком диапазоне частот. Высокочастотный приемник (HFR) обеспечивал регистрацию электрических полей в полосе $10\text{--}5 \times 10^2$ кГц. В КНЧ/ОНЧ-диапазоне волны измерялись от 0.2 до 11 кГц с помощью трех электрических и трех магнитных антенн. В обзорном режиме на борту вычислялись спектральные матрицы ОНЧ-сигналов с временным разрешением 6 с, которые мы и анализируем в данной работе. Для определения плотности плазмы были использованы измерения верхней гибридной частоты [Kurth et al., 2015] по данным высокочастотного приемника (HFR) прибора EMFISIS.

На спутниках RBSP измерения потоков частиц проводилось в широком диапазоне энергий $10\text{--}10^6$ эВ. Прибор HOPE (Helium, Oxygen, Proton, and Electron Mass Spectrometer) [Funsten et al., 2013] измерял потоки электронов на 11 питч-углах от 4.5° до 175.5° и в 72 энергетических каналах с временным разрешением ~20 с. Для электронов диапазон энергий составлял от 15 эВ до ~50 кэВ. Потоки частиц с энергией от десятков кэВ до нескольких МэВ с временным разрешением ~10 с измерял прибор MagEIS (The Magnetic Electron Ion Spectrometer) [Blake et al., 2013]. Потоки энергичных электронов измерялись в 23 энергетических каналах от ~36 кэВ до ~4 МэВ и на 11 питч-углах в диапазоне от $\sim 8^\circ$ до $\sim 172^\circ$.

3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ИХ СВЯЗЬ С ПОТОКАМИ НИЗКОЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрим особенности спектров широкополосных электромагнитных ОНЧ-излучений и их связь с потоками электронов, измеряемыми на спутнике RBSP-B в интервале времени 10:30–17:30 UT 17 марта 2019 г. Этот интервал времени

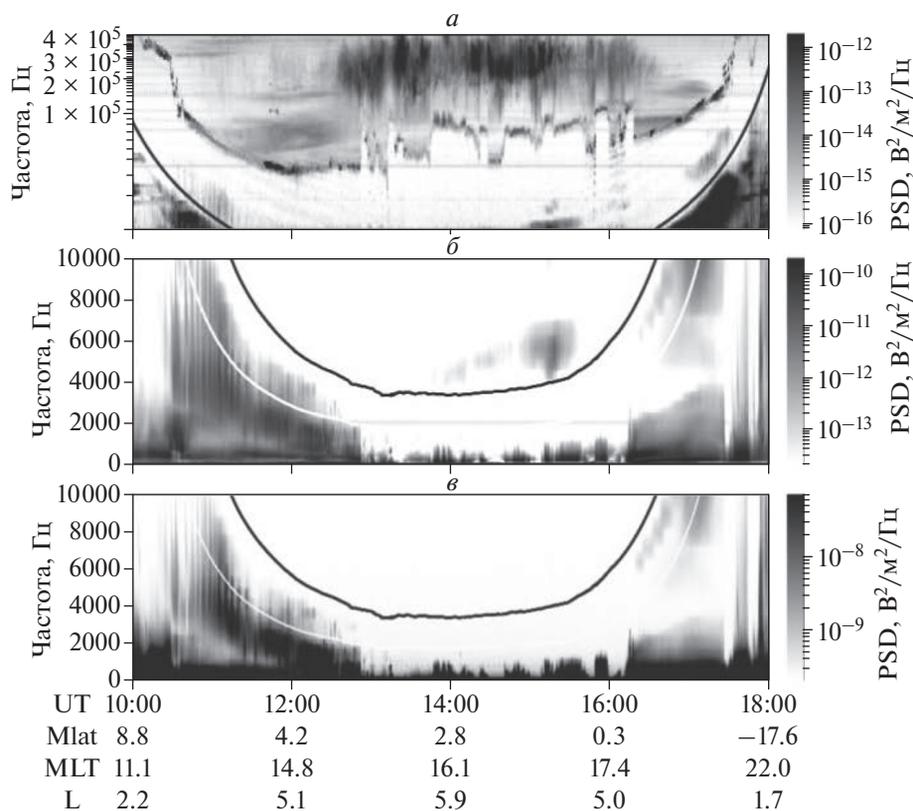


Рис. 1. Спектры сигналов, зарегистрированные с 10:00 до 18:00 UT 17 марта 2019 г. на спутнике RBSP-B в полосе частот 10–50 кГц на электрической антенне (а), в полосе частот до 10 кГц на электрической (б) и магнитной (в) антеннах. Гирочастота электронов f_{ce} показана черной линией, $f_{ce}/2$ – белой.

характеризовался высокой магнитной активностью, $Kp = 4$ в дневные часы и $Kp = 3$ в вечерние. Суммарный Kp индекс за предыдущие 9 часов был равен 14. В это время имела место последовательность интенсивных суббурь и AE -индекс был около 500 nT (в интервале времени 8–9 UT AE индекс достигал 1000 nT).

На рисунке 1а показаны спектры сигналов, зарегистрированных прибором EMFISIS на спутнике RBSP-B с помощью электрической антенны в высокочастотном диапазоне. Спектр электрического поля в ОНЧ-диапазоне до 10 кГц показан на рис. 1б, и спектр магнитного поля в том же частотном диапазоне показан на рис. 1в. Черной линией показана гирочастота электронов f_{ce} , а белой – половина гирочастоты $f_{ce}/2$. На верхней панели отчетливо виден сигнал на верхней гибридной частоте (f_{UH}), позволяющий определить плотность холодной плазмы.

В интересующий нас интервал времени (10:30–17:30 UT) спутник RBSP-B находился вблизи экваториальной области на широтах в интервале от $\lambda = 7^\circ$ до $\lambda = -5^\circ$ и двигался из дневного сектора к вечернему, от малых L -оболочек

$L = 3$ в сторону больших ($L_{\max} \approx 6$) и затем возвращался вновь на меньшие L . На рис. 1б, в отчетливо выделяются две полосы свистовых волн: КНЧ (крайне низкочастотные) сигналы преимущественно ниже (1–3) кГц и широкополосные ОНЧ-сигналы на больших частотах, которые мы будем рассматривать в данной работе. Верхние частоты этих широкополосных ОНЧ-излучений меньше гирочастоты электронов f_{ce} и уменьшаются при увеличении L оболочки. Отметим, что на частотах выше f_{ce} наблюдаются различные типы электростатических излучений, такие как полупелые циклотронные гармоники на частотах $>3/2 f_{ce}$, интенсивные шумовые излучения преимущественно на больших L -оболочках в области значительных вариаций холодной плазмы, связанных, вероятно, с областями холодной плазмы, отделившимися от плазмосферы; эти излучения мы рассматривать не будем.

На рисунке 1б видно, что широкополосные излучения в свистовой моде на частотах $>f_{ce}/2$ регистрируются на спутнике RBSP-B с 10:30 до 12:20 UT в дневном секторе (MLT = 13–15) и с 16:20 до 17:30 UT в вечернем (MLT = 17.7–19.5). Частота

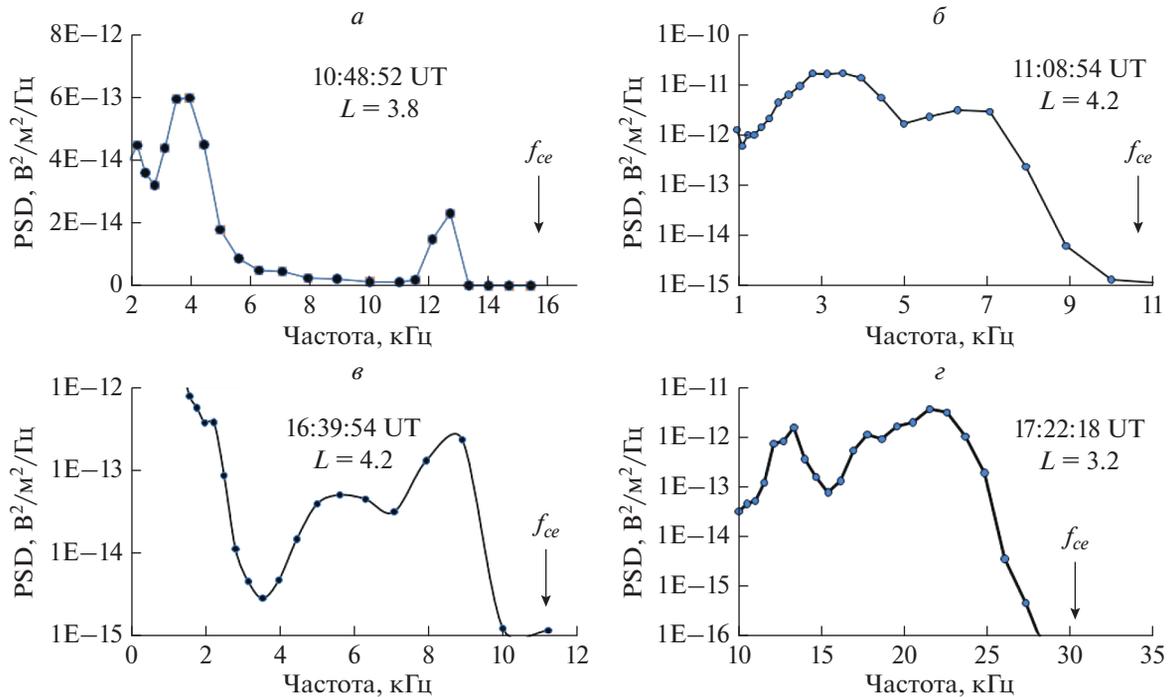


Рис. 2. Спектры ОНЧ-излучений, зарегистрированные на электрической антенне спутника RBSP-B в 10:48:52 UT (а); 11:08:54 UT (б); 16:39:54 UT (в); 17:22:18 UT (г).

верхнего гибридного резонанса, приведенная на рис. 1а, показывает два резких перепада около 10:30 UT и 17:30 UT, свидетельствующие о пересечении спутником плазмопаузы на L оболочках $L = 3.2$ в дневном секторе и на $L = 2.8$ в вечернем. Широкополосные излучения регистрировались сразу за плазмопаузой до L -оболочек $L = 5.4$ в дневном и до $L = 4.7$ в вечернем секторах. Верхние частоты излучений достигали максимальных значений около 30 кГц вблизи плазмопаузы и уменьшались с увеличением L оболочки, оставаясь близкими к f_{ce} , но ниже ее на 2–5 кГц.

Рассмотрим особенности спектров ОНЧ-излучений, регистрируемых на спутнике RBSP-B на разных участках орбиты. В дневном секторе в интервале 10:35–11:15 UT на $L = 3.2$ –4.4 регулярно регистрировались два максимума на частотах больше и меньше $f_{ce}/2$, при этом амплитуда максимума на $f > f_{ce}/2$ была всегда меньше, чем на $f < f_{ce}/2$. Примеры спектров ОНЧ-волн, зарегистрированных на электрической антенне в 10:48:52 и 11:08:24 UT, приведены на рис. 2а, б, стрелкой указана электронная гирочастота f_{ce} . Видно, что с увеличением L оболочки частота нижнего максимума почти не менялась и была равной 3–4 кГц, а частота верхнего максимума f_{max} уменьшалась от 12.6 кГц до 7.2 кГц, при этом

f_{max} составляла $0.78f_{ce}$ и $0.65f_{ce}$, соответственно, оставаясь ниже f_{ce} на 3.5–3.8 кГц.

В вечернем секторе шумовые излучения с выраженным максимумом на частотах $\sim 0.8f_{ce}$ регистрировались с 16:20 до 16:55 UT на $L = 4.7$ –4.4. Пример такого спектра электрического поля для 16:23:12 UT показан на рис. 2в. Затем по мере движения спутника на меньшие L -оболочки частоты ОНЧ-излучений повышаются, и полоса частот наблюдаемых волн расширяется. Пример спектра ОНЧ-излучений для 17:22:05 UT на малых $L = 3$ показан на рис. 2г. В обоих примерах на $f > f_{ce}/2$ видны максимумы интенсивности, частота которых меньше f_{ce} на 2 кГц (рис. 2в) и 10 кГц (рис. 2г).

Рассмотрим связь ОНЧ-излучений с потоками электронов, регистрируемыми на спутнике RBSP-B. На рисунке 3а, б приведены спектрограммы электрического поля ОНЧ-излучений в полосе частот $\Delta f = 10$ –35 кГц и магнитного в полосе $\Delta f = 2$ –11 кГц, соответственно. Горизонтальные линии показывают временные интервалы регистрации излучения на частотах $f > f_{ce}/2$ на спутнике RBSP-B. На нижних панелях рис. 3в, г показаны дифференциальные потоки электронов для пичч-угла 90° , измеренные прибором NOPE в диапазоне энергий 0.1–30 кэВ. Видно, что ОНЧ-излучения на частотах выше $f_{ce}/2$ связаны с интенсификацией потоков низкоэнергичных элект-

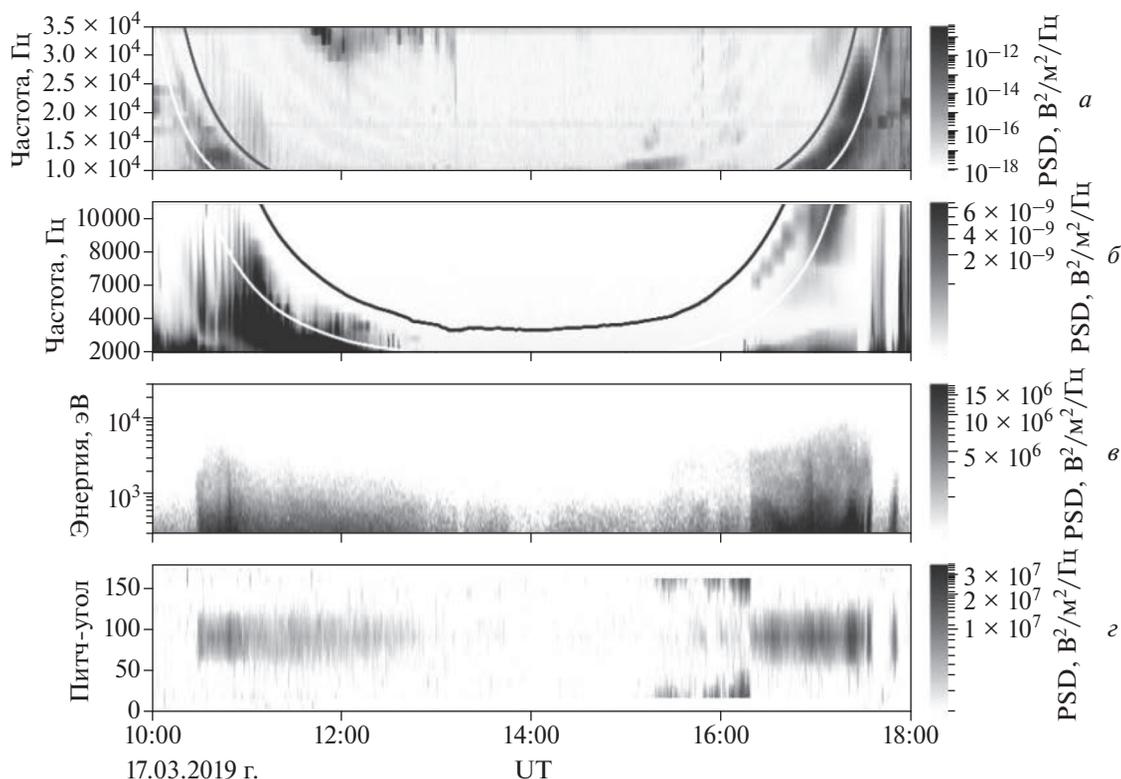


Рис. 3. Связь ОНЧ-излучений с потоками электронов, регистрируемыми на спутнике RBSP-B. Спектры сигналов, зарегистрированные на электрической антенне в полосе частот 10–35 кГц (а) и на магнитной антенне в полосе частот 2–11 кГц (б). Потоки электронов для питч-угла 90° , измеренные прибором HOPE в диапазоне энергий 0.1–20 кэВ. (в). Питч-угловые распределения дифференциальных потоков электронов для энергии 525.8 эВ (г).

тронов с $W > 10^2$ эВ (рис. 3в). На рисунке 3г показаны питч-угловые распределения дифференциальных потоков электронов для энергии 525.8 эВ. Как видно из рис. 3г, низкоэнергичные электроны, коррелирующие с высокочастотными ОНЧ-волнами, имеют поперечную анизотропию, благоприятную для развития циклотронной неустойчивости.

4. РАСЧЕТЫ ИНКРЕМЕНТОВ СВИСТОВЫХ ВОЛН ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ

Для объяснения особенностей спектра свистовых волн, указанных в предыдущем разделе, мы выполнили расчеты линейного инкремента на основе измерений потоков энергичных частиц на спутнике RBSP-B. Мы предполагаем, что эти волны генерируются в приэкваториальной области магнитосферы вблизи точки наблюдения, так что особенности наблюдаемого спектра могут быть поняты из анализа локального инкремента. Как мы увидим ниже, для определяемой экспериментально функции распределения максимум инкремента отвечает чисто продольному распро-

странению, когда возбуждение волн происходит только на первом циклотронном резонансе. Однако при распространении волн с частотами выше половины электронной гирочастоты, угол волновой нормали изменяется достаточно быстро, так что вклад в инкремент вносят, вообще говоря, все циклотронные резонансы, в первую очередь, резонансы $n = 1, 0, -1$, отвечающие наименьшим значениям резонансной энергии, которые мы и учитываем в расчетах.

Выражение для линейного инкремента свистовой волны, распространяющейся под углом θ к внешнему магнитному полю, имеет вид (например, [Shklyar and Matsumoto, 2009]):

$$\gamma_L = \frac{(\pi e |E|)^2 \omega_{ce}}{2mk_{\parallel} U} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} I_n d\mu, \quad (1)$$

$$I_n = V_n^2(\mu) \left(\frac{\partial f_0}{\partial w} + \frac{n}{\omega} \frac{\partial f_0}{\partial \mu} \right)_{w=mv_{Te}/2+\mu\omega_{ce}}$$

Здесь e, m – заряд и масса электрона, $\omega_{ce} = 2\pi f_{ce}$ – абсолютная величина циклической электронной гирочастоты, k_{\parallel} – продольная компонента волнового вектора, $|E|$ – амплитуда пер-

пендикулярной составляющей электрического поля волны в плоскости, образуемой внешним магнитным полем B_0 и волновым вектором k , и U – плотность энергии волны:

$$U = \frac{1}{16\pi\omega\partial\omega} (\omega^2 \epsilon_{\alpha\beta}) a_\alpha^* a_\beta |E|^2, \quad (2)$$

где $\epsilon_{\alpha\beta}$ – тензор диэлектрической проницаемости, a_α, a_β – поляризационные коэффициенты и “*” означает комплексное сопряжение. В локальной системе координат (x, y, z) , в которой внешнее магнитное поле направлено вдоль оси z , а волновой вектор лежит в плоскости (x, z) , тензор диэлектрической проницаемости и поляризационные коэффициенты имеют следующий вид (ω_p – плазменная частота электронов, c – скорость света):

$$\epsilon_{\alpha\beta}(\omega) = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 \\ -i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где действительные величины ϵ_1, ϵ_2 , и ϵ_3 равны

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}, \quad \epsilon_2 = \frac{\omega_p^2 \omega_{ce}}{\omega(\omega^2 - \omega_{ce}^2)}, \\ \epsilon_3 &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \text{и} \quad a_y = -i \frac{c^2 \epsilon_2}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1} a_x, \\ a_z &= \frac{k_x k_z}{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_3} a_x. \end{aligned} \quad (4)$$

Коэффициенты тензора диэлектрической проницаемости записаны без учета ионов и применимы для свистовых волн с частотами выше нижнегибридной частоты. В выбранной системе координат величина $|E|$ равна модулю x -компоненты электрического поля волны. Без ограничения общности поляризационный коэффициент a_x можно положить равным единице, что приведет лишь к изменению величины $|E|$.

Переходя к дальнейшему объяснению обозначений, использованных в выражении для линейного инкремента (1), укажем, что невозмущенная функция распределения в (1) считается функцией кинетической энергии частиц $w = mv^2/2$ и магнитного момента $\mu = mv_\perp^2/2\omega_{ce}$. Эти величины являются интегралами движения частиц в отсутствие волны и, таким образом, естественными переменными для невозмущенной функции распределения. Величина v_{Rn} – резонансная ско-

рость, соответствующая n -му циклотронному резонансу

$$v_{Rn} = \frac{\omega - n\omega_{ce}}{k_\parallel} \quad (5)$$

и коэффициент V_n , имеющий смысл амплитуды резонансного взаимодействия волны с частицами на n -ом циклотронном резонансе, определяется выражением

$$\begin{aligned} V_n(\mu) &= \left(\frac{n\omega_{ce}}{k_\perp} a_x + v_{Rn} a_z \right) J_n(\rho) - \frac{i\rho\omega_{ce}}{k_\perp} a_y J'_n(\rho), \\ \rho &= k_\perp \left(\frac{2\mu}{m\omega_{ce}} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $J_n(\rho)$ и $J'_n(\rho)$ – функция Бесселя первого рода порядка n и ее производная по аргументу ρ . Из выражения (5) для резонансной скорости следует, что резонансам $n = 1$, $n = 0$ и $n = -1$ отвечают наименьшие по абсолютной величине значения резонансной скорости, причем для резонанса $n = 1$ резонансная скорость отрицательна.

Перейдем теперь к выражению для функции распределения электронов f_0 через измеряемые в эксперименте дифференциальные потоки частиц. Это соотношение хорошо известно. Его подробный вывод может быть найден, например, в [Шкляр и др., 2020]. Измеряемый в эксперименте дифференциальный поток частиц как функция энергии w и питч-угла α обычно выражается в практических единицах $1/(\text{см}^2 \text{ с ср кэВ})$, а энергия в кэВ. При этом функции распределения частиц в системе СГС дается выражением

$$f(w, \alpha) = 1.62 \times 10^{-37} \frac{J}{W}, \quad (7)$$

где J – дифференциальный поток электронов в приведенных выше единицах, а W – энергия электрона в кэВ. Поскольку измеряемый дифференциальный поток зависит от энергии w и питч-угла α , то и функция распределения (7) оказывается функцией тех же переменных. Ясно, что функцию распределения можно выразить через любые переменные, которые однозначно определяют энергию и питч-угол частицы. Мы будем в дальнейшем использовать переменные w, μ , через которые выражен инкремент (1). В связи с этим сделаем два замечания. Поскольку магнитный момент, энергия и питч-угол связаны соотношением $\mu\omega_{ce} = w \sin^2 \alpha$, то для определения питч-угла, помимо энергии и магнитного момента, необходимо также знать знак $\sin \alpha$. С этим связано то обстоятельство, что если функция распределения не симметрична относительно питч-угла 90° то инкременты волн одной и той же частоты и $|\cos \theta|$

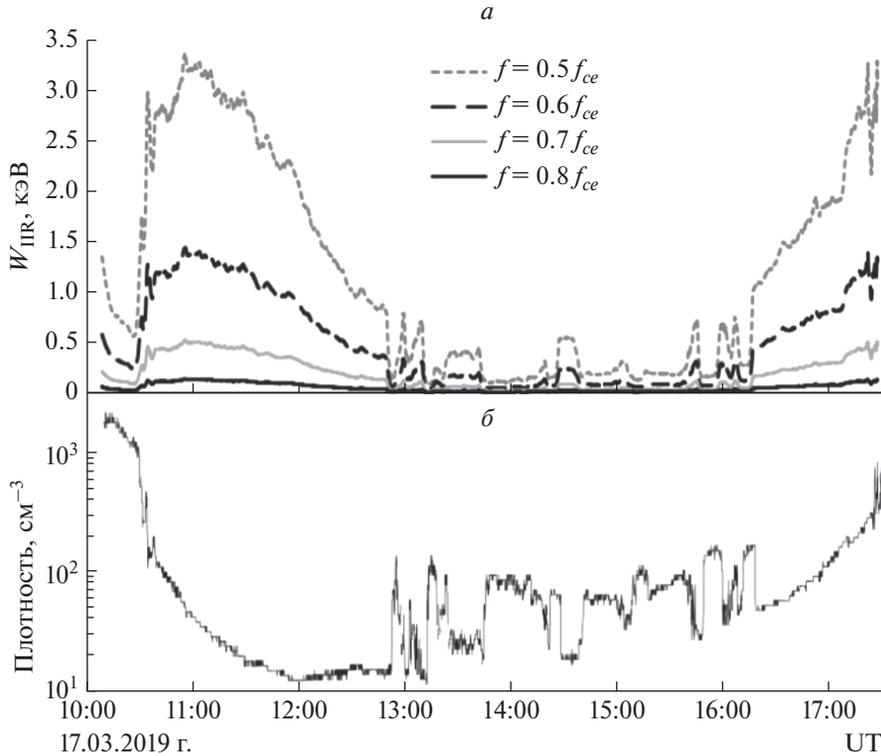


Рис. 4. (а) Параллельная резонансная энергия вдоль траектории спутника для четырех значений относительной частоты. (б) Концентрация холодной плазмы, измеренная на спутнике RBSP-B.

оказываются различны [Шкляр и др., 2020]. Второе, что следует подчеркнуть – независимо от того, в каких переменных выражена функция распределения, она всегда нормирована так, что $\int f dv = n(\mathbf{r})$, где $n(\mathbf{r})$ – локальная плотность частиц. Формулы (7) и (1) позволяют рассчитать численно инкременты волн по измеренным дифференциальным потокам частиц.

Как известно, инкременты волны и резонансное взаимодействие волн и частиц в большой степени определяются величиной резонансной скорости, которая задает минимальную энергию частиц, взаимодействующих с волной на n -ом циклотронном резонансе

$$w_{\min n} = w_{\parallel Rn} \equiv \frac{mv_{Rn}^2}{2}. \quad (8)$$

В дальнейшем, для величин, относящихся к первому циклотронному резонансу, индекс “ n ” будем опускать. Поскольку для свистовых волн максимальной частотой является гирочастота электронов, мы будем приводить графики частотно зависимых величин как функции частоты в диапазоне до гирочастоты электронов.

На рисунках 4а и 4б показана зависимость продольной резонансной энергии $w_{\parallel R}$ и плотности плазмы вдоль орбиты спутника RBSP-B

17.03.2019 для случая продольного распространения, когда резонансная энергия является однозначной функцией относительной частоты и параметров окружающей плазмы. Значения продольной резонансной энергии $W_{\parallel R}$ на первом циклотронном резонансе – единственном, который существует при продольном распространении – приведены для четырех значений относительной частоты $f/f_{ce} = 0.5, 0.6, 0.7, 0.8$. Существенно, что для волн с частотами вблизи гирочастоты $f = (0.7-0.8)f_{ce}$ резонансные энергии лежат в диапазоне $W_{\parallel R} = (500-100)$ эВ. Из рис. 4 также видно, что резонансные энергии свистовых волн антикоррелируют с плотностью плазмы при ее быстрых изменениях в области плазмопаузы и неоднородностей плазмы в интервале 12:50–16:20 UT. Поскольку измерения внешнего магнитного поля и плотности плазмы доступны с разным временным разрешением, для построения зависимостей, показанных на рис. 4, мы использовали интерполяцию плотности и магнитного поля на единую временную шкалу.

На рисунке 5 показана зависимость локального коэффициента усиления γ_L как функции частоты и угла распространения θ с учетом трех циклотронных резонансов для момента времени

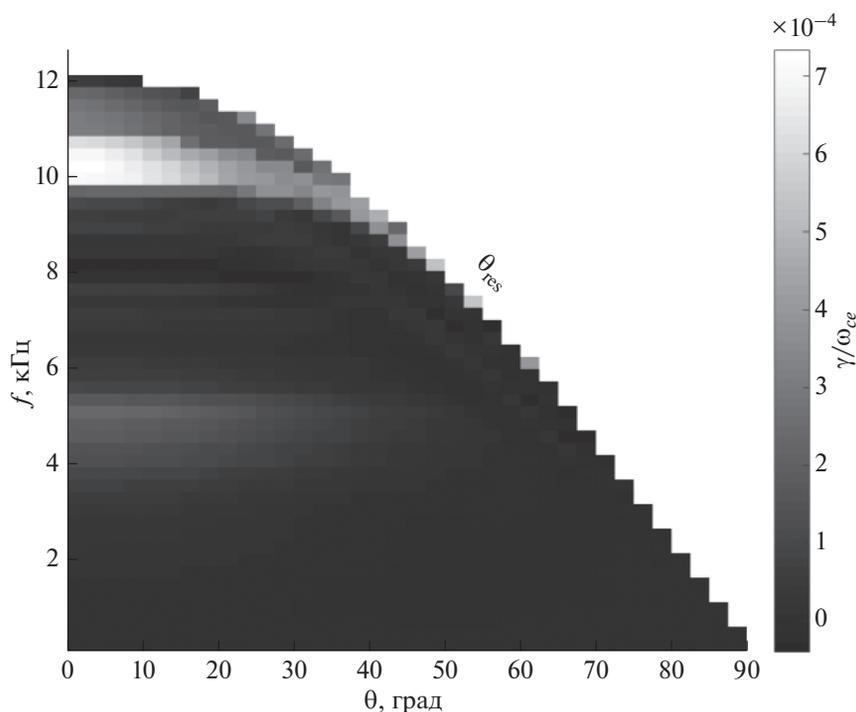


Рис. 5. Локальный инкремент свистовых волн, нормированный на гирочастоту электронов ω_{ce} , как функция частоты и угла распространения для 17 марта 2019, 16:44:48 UT. В указанный момент времени $\omega_{ce} = 7.57 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$.

16:44:48 UT, когда спутник находился на широте $\lambda = -2.2^\circ$ на $L = 4.1$.

В этом случае локальная гирочастота составляла 12.04 кГц. Как было указано выше, в случае, когда функция распределения несимметрична относительно питч-угла 90° , инкременты волн, распространяющихся в различных направлениях по отношению к внешнему магнитному полю, не равны. Для определенности в дальнейшем мы будем рассматривать волны, распространяющиеся с юга на север, то есть в положительном направлении по отношению к внешнему магнитному полю. Как видно из рисунка, для всех частот и малых углов распространения инкремент имеет локальный максимум для угла распространения $\theta = 0$. Этот максимум, однако, не является абсолютным для всех частот — для некоторых частот максимум инкремента соответствует углам распространения вблизи резонансного конуса, то есть $\theta = \arccos(\omega/\omega_{ce})$. Например, для рассматриваемого времени 16:44:48 UT максимум инкремента вблизи резонансного конуса был в диапазоне частот 8–10 кГц и углов $\theta = 35^\circ\text{--}50^\circ$.

Как известно, излучения, генерируемые вблизи резонансного конуса, являются квазиэлектростатическими, а обсуждаемые нами излучения, являются электромагнитными, поэтому мы не будем рассматривать генерацию волн вблизи резонансного конуса. Поскольку вне резонансного

конуса инкремент максимален при $\theta = 0$, то далее мы будем исследовать инкремент как функцию частоты для нулевых углов распространения θ . Эта зависимость приведена на рис. 6а. Важной особенностью инкремента является наличие двух максимумов на частотах ниже и выше половины гирочастоты. Спектр ОНЧ-сигналов на спутнике RBSB-B для этого времени приведен на рис. 6б. Из сравнения рис. 6а и 6б видно, что наблюдаемый спектр излучений также имеет два максимума, нижний из которых в полосе 4–6 кГц достаточно близок по частоте к расчетному, а верхний лежит на частоте, которая отличается (ниже) от частоты второго максимума рассчитанного инкремента на величину порядка 2 кГц.

Возникает естественный вопрос — частицы каких энергий и питч-углов ответственны за соответствующие максимумы инкремента. Для ответа на этот вопрос мы рассчитали зависимости инкремента от частоты с учетом только высокоэнергичных частиц с энергиями от 32 до 604 кэВ, потоки которых измеряет прибор MagEIS (рис. 6в) и с учетом только низкоэнергичных частиц с энергиями от до 0.015 до 29.168 кэВ, потоки которых измеряет прибор NOPE (рис. 6г). Из сопоставления рис 6а, 6в и 6г следует, что за низкочастотный максимум ответственны, в основном, высокоэнергичные частицы, хотя и низкоэнергичные частицы вносят заметный вклад; а высокочастот-

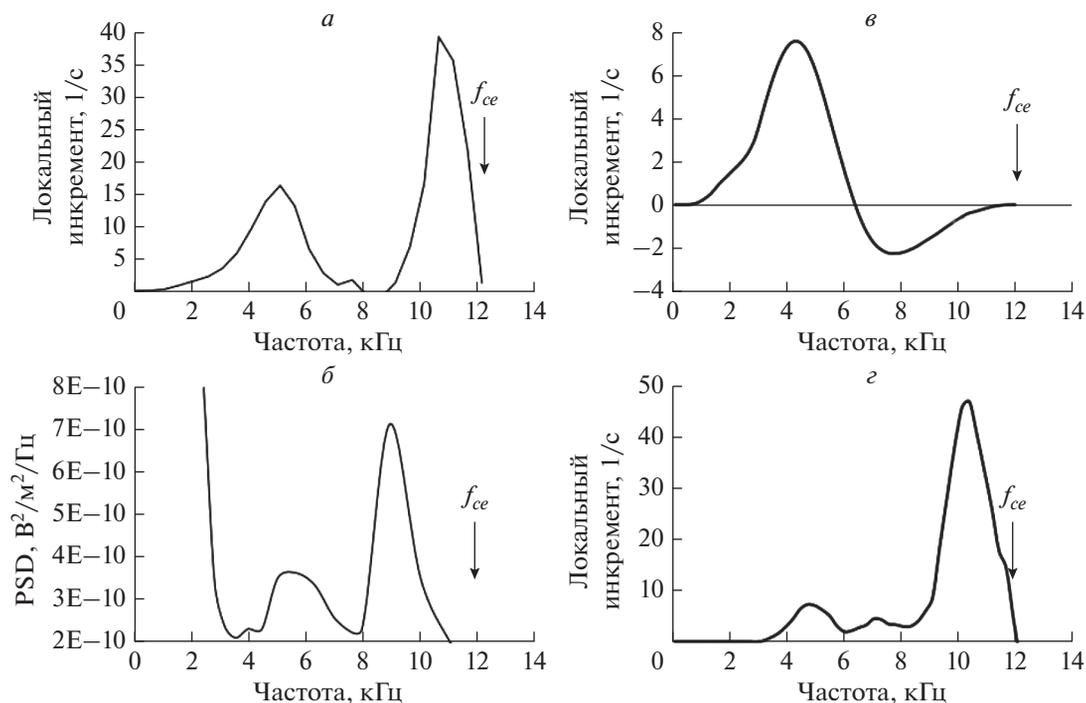


Рис. 6. (а) локальный инкремент как функция частоты для угла распространения $\theta = 0$, (б) спектр ОНЧ-волн, зарегистрированных на электрической антенне на спутнике RBSP-B в 16:44:48 UT, (в) локальный инкремент как функция частоты для угла распространения $\theta = 0$ с учетом только высоких энергий (прибор MAGEIS), (г) локальный инкремент как функция частоты для угла распространения $\theta = 0$ с учетом только низкоэнергичных частиц (прибор HOPE).

ный максимум инкремента связан с низкоэнергичными частицами.

Для того, чтобы понять, какие именно энергии частиц и питч-углы вносят основной вклад в инкремент на той или иной частоте, на рис. 7 и рис. 8 приведены величины, пропорциональные подынтегральному выражению I_1 в формуле (1) для двух частот, соответствующих низкочастотному (рис. 7) и высокочастотному (рис. 8) максимуму инкремента. Величина I_1 отвечает вкладу в инкремент первого циклотронного резонанса. Показанная на рисунке функция нормирована на максимальное по абсолютной величине значение $I_{1\max}$. Подынтегральные выражения приведены как функции энергии (верхние панели рисунков) и питч-углов (нижние панели рисунков). Поскольку для данной частоты и локальных параметров плазмы продольная резонансная скорость, а, следовательно, и продольная энергия резонансных частиц фиксирована, то питч-угол однозначно связан с энергией частицы. Поэтому нижние панели рисунков не несут принципиально новой информации, а приведены только для наглядности. Из рисунка 7 видно, что максимальный вклад в возбуждение низкочастотного максимума свистовых волн на частоте 5.1 кГц давали частицы с энергиями 30–90 кэВ и питч углами 109° – 115° . Максимальный вклад в возбуждение высокоча-

стотного максимума свистовых волн на частоте 10.1 кГц ($0.85f_{ce}$) давали частицы с энергиями 0.5–3 кэВ и питч углами 97° – 120° (рис. 8).

5. СОПОСТАВЛЕНИЕ СПЕКТРОВ НАБЛЮДАЕМЫХ ОНЧ ВОЛН С РАСЧЕТАМИ ЛОКАЛЬНЫХ ИНКРЕМЕНТОВ СВИСТОВЫХ ВОЛН

Рассмотрим другие примеры сопоставления спектров наблюдаемых ОНЧ-излучений с расчетами инкрементов. На рисунке 9 приведены типичный для дневного сектора спектр ОНЧ-излучений, зарегистрированный на электрической антенне на спутнике RBSP-B в 11:08 UT (рис. 9а) и расчет инкремента свистовых волн для угла волновой нормали $\theta = 0$, выполненный по данным приборов MAGEIS и HOPE (рис. 9б). Видно, что как в спектре ОНЧ-волн, так и в расчетах существует выраженный максимум на низких частотах $<f_{ce}/2$ около 3 кГц. На больших частотах в спектре ОНЧ-излучений также виден максимум на частоте около 7 кГц, после которого интенсивность волн на спутнике резко уменьшается. В расчетах инкремента также существует выраженный максимум на больших частотах около $0.8f_{ce} = 9$ кГц, однако частота этого максимума на 2 кГц выше, чем в эксперименте.

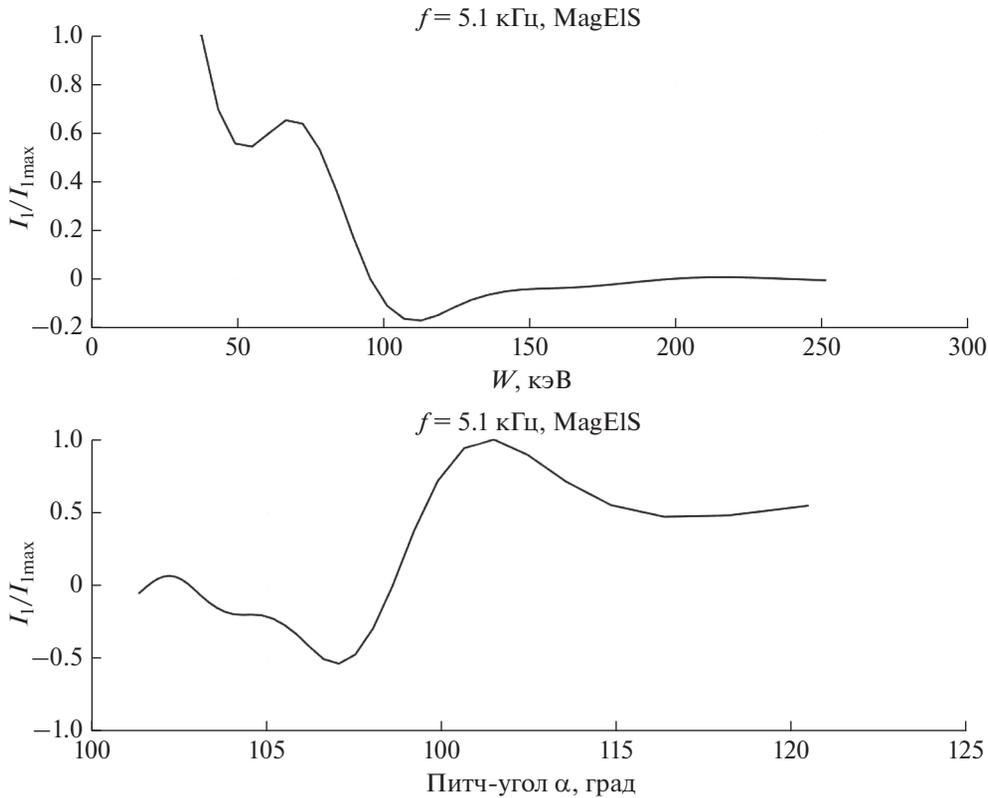


Рис. 7. Нормированная величина I_1 [см. (1)], определяющая вклад в инкремент высокоэнергичных частиц, взаимодействующих с волной 5.1 кГц на первом циклотронной резонансе, как функция энергии частиц (верхняя панель) и как функция питч-угла (нижняя панель).

В вечернем секторе спектры ОНЧ-излучений в интервале времени 16:20–17:30 UT существенно изменялись. В 16:20 UT на спутнике RBSP-B появляются шумовые ОНЧ-излучения с выраженным максимумом на частотах выше $f_{ce}/2$, в 16:23:37 на частоте $f_{max} = 6.3$ кГц $\approx 0.75f_{ce}$, см. рис. 9в. Соответствующий инкремент для угла $\theta = 0$ приведен на рис. 9г, на котором также виден выраженный максимум на частоте $f_{max} = 7.5$ кГц $\approx 0.9f_{ce}$, но расположенный выше по частоте примерно на 1 кГц, чем в спектрах излучений, наблюдаемых на спутнике RBSP В. В расчетах инкремента также присутствует низкочастотный максимум около 3.5 кГц, который не обнаруживается на спутнике в 16:23:37 UT (см. рис. 9в). Отсутствие этого низкочастотного максимума в излучениях может быть связано, например, с меньшим значением инкремента ($\gamma_{max} \approx 20$ с⁻¹) по сравнению с высокочастотным максимумом ($\gamma_{max} \approx 30$ с⁻¹) и/или особенностями отражения свистовых волн в нижней ионосфере, которые мы не можем контролировать в данном эксперименте. После 16:30 UT низкие частоты $f \sim 3\text{--}5$ кГц в ОНЧ-излучениях усиливаются и в спектре излучений наблюдается два максимума (см. рис. 6б), причем низкочастотный максимум около 5 кГц неплохо соответствовал

рассчитанному инкременту (см. рис. 6а), а частота второго высокочастотного максимума около 9 кГц, вновь была на 2 кГц меньше максимума в инкременте (см. рис. 6а).

Затем при движении спутника на меньшие L оболочки полоса излучений на низких частотах расширяется, смещаясь в сторону больших частот, и оба максимума сливаются; пример такого спектра показан на рис. 9д для 16:57 UT. Соответствующий инкремент для угла $\theta = 0$ приведен на рис. 9е. Из рис. 9д видно, что ОНЧ-излучения наблюдались на спутнике на частотах выше 4 кГц, достигали максимума интенсивности на частотах 10–12 кГц, после чего амплитуда волн резко уменьшалась. Рассчитанный инкремент свистовых волн (рис. 9е) на низких частотах ведет себя похожим образом, постепенно возрастая и достигая максимума около 11 кГц, однако на больших частотах наблюдается дополнительный максимум на частоте 13.5 кГц, который на 1.5 кГц выше по частоте, чем максимум интенсивности в наблюдаемых на спутнике спектрах свистовых волн. Отметим также, что в вечернем секторе, при движении спутника к меньшим широтам, интенсивности ОНЧ-волн на спутнике и величины инкрементов свистовых волн одновременно возрас-

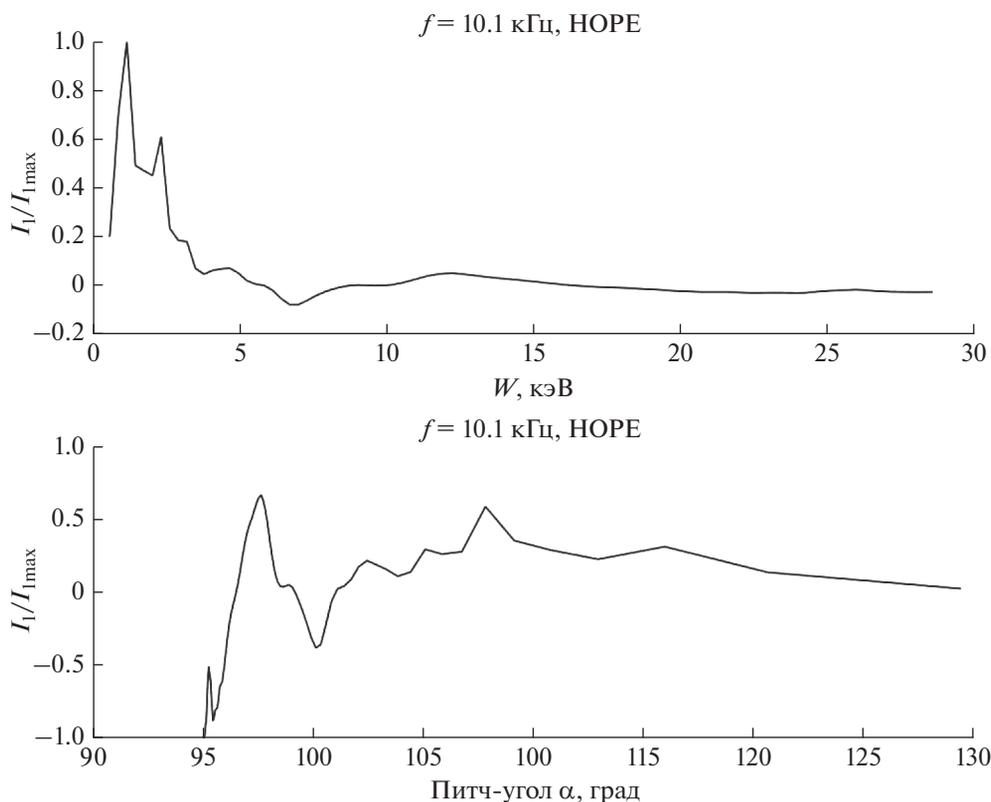


Рис. 8. Нормированная величина I_1 [см. (1)], определяющая вклад в инкремент низкоэнергичных частиц, взаимодействующих с волной 10.1 кГц на первом циклотронной резонансе, как функция энергии частиц (верхняя панель) и как функция питч-угла (нижняя панель).

тают, а частотный диапазон наблюдаемых волн и положительных инкрементов расширяется в область высоких частот.

Таким образом, сравнение расчетов локальных инкрементов свистовых волн и наблюдаемых спектров ОНЧ-излучений на спутнике RBSP-B в приведенных примерах (рис. 6а и 6б, рис. 9) показывает неплохое соответствие спектров ОНЧ-сигналов и частотно-амплитудных характеристик положительного инкремента свистовых волн, за исключением области высоких частот, близких к f_{ce} , где ОНЧ-излучения не регистрируются; максимальные верхние частоты в спектрах излучений $f \approx (0.65-0.8)f_{ce}$.

6. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Частоты широкополосных ОНЧ-излучений, зарегистрированных на спутнике RBSP-B 17 марта 2019 г. показывают зависимость от электронной гирочастоты f_{ce} , уменьшаясь при движении спутника в сторону больших L -оболочек, см. рис. 1. Этот факт свидетельствует о том, что наблюдаемые излучения генерируются в результате циклотронного взаимодействия электронов со свистовыми волнами, которое наиболее эффективно

вблизи экватора, где и находился спутник RBSP-B во время рассматриваемого события. Поэтому мы предполагаем, что наблюдаемые ОНЧ-излучения генерируются в приэкваториальной области магнитосферы вблизи точки наблюдения. Тогда особенности наблюдаемого спектра ОНЧ-волн могут быть поняты из анализа локального инкремента, который и был рассчитан на основе измерений потоков электронов на спутнике RBSP-B. Поскольку наблюдаемые ОНЧ-излучения имели малые углы волновой нормали, мы проводили сравнение их спектров с локальными инкрементами свистовых волн для $\theta = 0$, при которых инкремент максимален.

Полоса частот, где инкременты волн положительны, понижалась с увеличением L и в целом соответствовала полосе частот наблюдаемых широкополосных ОНЧ-излучений. Более того, в инкременте можно было видеть характерные особенности, которые присутствовали в спектрах регистрируемых излучений. Например, в эксперименте и в расчетах часто присутствовали два максимума — ниже и выше половины гирочастоты. Характерной особенностью рассчитанных инкрементов свистовых волн является присутствие высокочастотного максимума на $f = (0.8-0.9)f_{ce}$. Од-

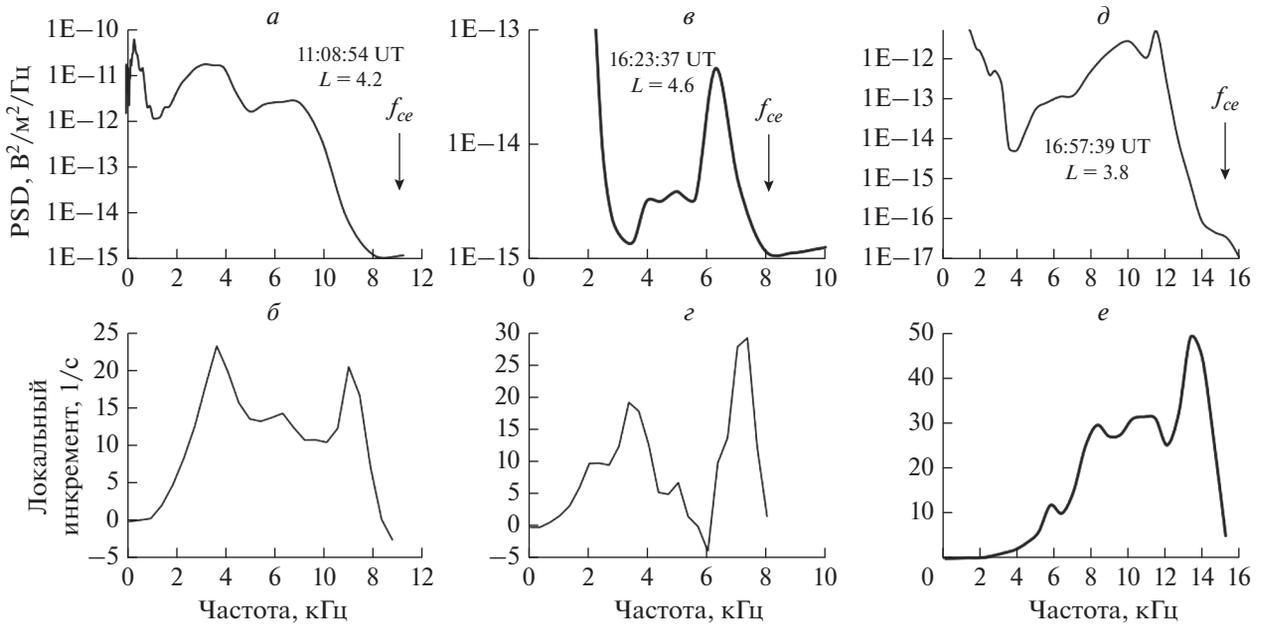


Рис. 9. Сопоставление спектров ОНЧ-волн, зарегистрированных на электрической антенне на спутнике RBSP-B в 11:08:54 UT (а), 16:23:37 UT (б), 16:57:39 UT (с) с расчетами локальных инкрементов свистовых волн (б, з, е).

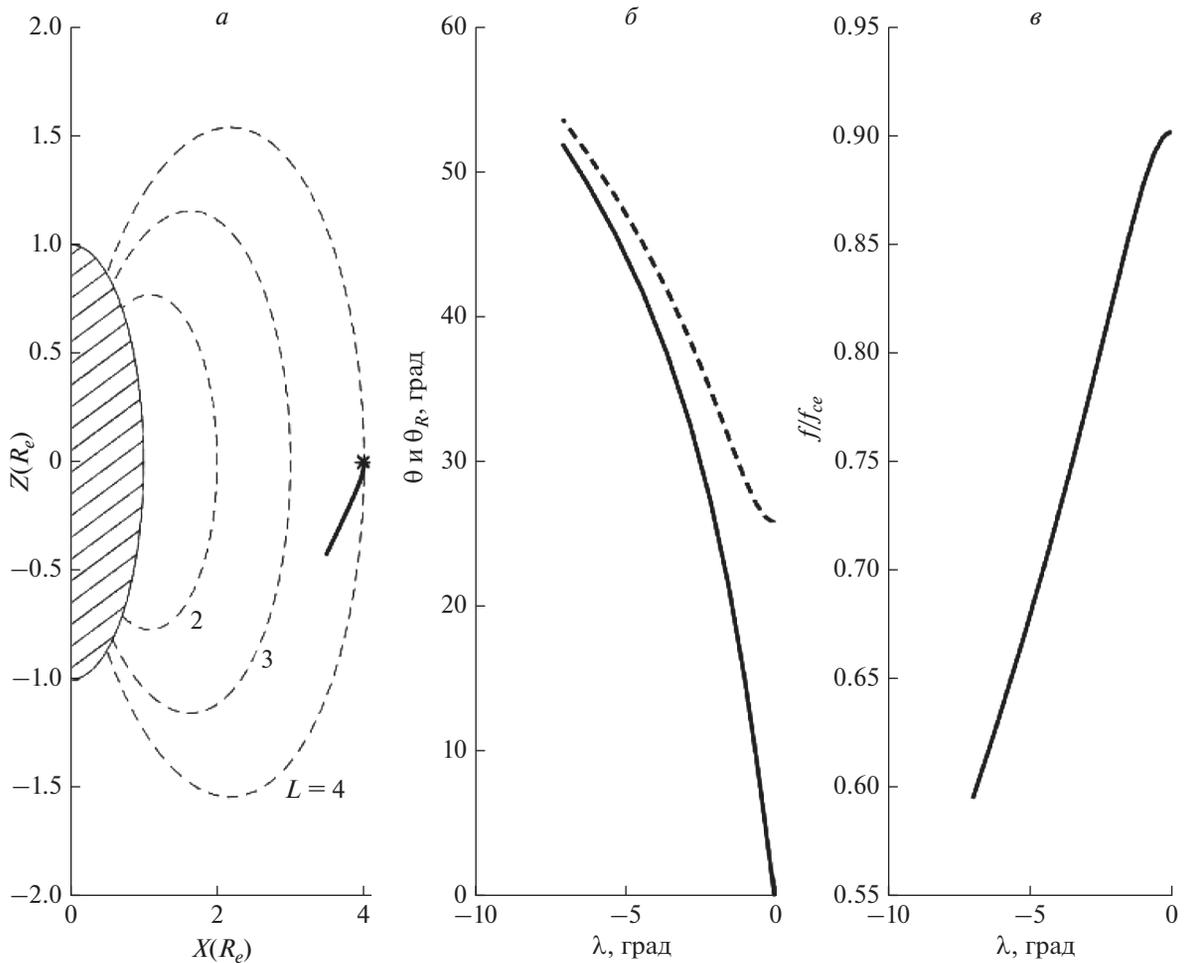


Рис. 10. (а) Траектория свистовой волны, стартующей на экваторе на $L = 4$ с углом волновой нормали $\theta = 0$ и частотой $f = 0.9f_{ce}$ в точке старта. (б) угол волновой нормали и (с) относительная частота f/f_{ce} как функции широты вдоль траектории.

нако в спектрах наблюдаемых ОНЧ-излучений регистрировались высокочастотные максимумы на несколько меньших частотах $\approx 1\text{--}2$ кГц (см. рис. 6 и 9). Мы считаем, что это связано с особенностями распространения свистовых волн вблизи гирочастоты в экваториальной области. На рисунке 10а показана траектория свистовой волны, стартующей на экваторе на $L = 4$ с углом волновой нормали $\theta = 0$ и частотой $f = 0.9f_{ce}$ в точке старта. На рисунках 10б, в показаны зависимости угла волновой нормали и относительной частоты f/f_{ce} от широты вдоль траектории волн; данная траектория соответствует времени распространения 1 с. Из рисунка 10 видно, что волна существенно отклоняется от силовой линии старта, угол волновой нормали увеличивается, приближаясь к углу резонансного конуса, а относительная частота волны уменьшается. Поэтому максимум интенсивности наблюдаемого на спутнике излучения вне экватора должен иметь меньшие относительные частоты, чем относительные частоты максимума рассчитанного инкремента в области генерации.

Сделаем одно замечание относительно связи ОНЧ-излучений, наблюдавшихся на спутнике RBSP-B и на земле. Как видно из рис. 1, излучения на частотах ниже половины гирочастоты в дневном секторе намного интенсивнее, чем в вечернем. Это согласуется с рассчитанными инкрементами волн, которые в дневном секторе для $f < f_{ce}/2$ заметно больше, чем в вечернем. Поскольку при наличии дактов волны с такими частотами могут выходить на землю [Helliwell, 1965], то можно ожидать наблюдение этих излучений на земле в первую очередь в дневном секторе. Это предположение подтверждается анализом ОНЧ-данных, полученных на наземной ст. Каннуслехто ($L = 5.5$), где в вечернем секторе ОНЧ-излучения не наблюдались, а в утреннем секторе регистрировались квазипериодические ОНЧ-излучения, имеющие спектрально-временную структуру подобную той, которая одновременно наблюдалась на спутнике RBSP-B.

В заключение сформулируем основные результаты работы.

Проанализированы спектральные характеристики широкополосных ОНЧ-излучений и их связь с дифференциальным потоком электронов в широком диапазоне энергий. Выполнены расчеты локальных инкрементов свистовых волн с использованием измеренной функцией распределения электронов с учетом трех циклотронных резонансов. В рассчитанных инкрементах и наблюдаемых спектрах ОНЧ-волн часто присутствуют два максимума на частотах ниже и выше $f_{ce}/2$.

Из полученных результатов следует, что за генерацию высокочастотной полосы ОНЧ-излучений ($f > f_{ce}/2$) ответственны относительно низко-

энергичные электроны (W меньше либо порядка 3 кэВ), причем возбуждение этих волн связано с поперечной анизотропией в распределении электронов по скоростям. Роль низкоэнергичных электронов в генерации высокочастотных плазменных шипений на частотах $f < f_{ce}/2$ была указана в [He et al., 2019]. Что касается обсуждаемых нами излучений вне плазмосферы, то согласно нашим расчетам излучения на частотах $f < f_{ce}/2$ возбуждаются высокоэнергичными электронами с энергиями выше 30 кэВ.

Показано, что при сопоставлении наблюдаемого высокочастотного спектра и расчетов инкрементов волн, выполненных на основе локальных измерений вне экватора, необходимо учитывать, что при распространении волн, стартующих на экваторе с $\theta = 0$ с частотами $f > f_{ce}/2$ их L -оболочки всегда уменьшаются и, соответственно, уменьшается их относительная частота. Поэтому относительная частота максимума интенсивности наблюдаемого спектра оказывается ниже относительной частоты максимума инкремента в предположении, что функции распределения в области генерации и в области наблюдения волн подобны.

7. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят создателей спутников Van Allen Probes и разработчиков инструментов за возможность свободного использования данных (EMFISIS – Крэйг Клетцинг, HOPE – Херб Фунстен, MagEIS – Берн Блейк). Авторы благодарят Любича А.А. за полезные обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа Е. Титовой и Д. Шкляра по анализу данных спутников Van Allen Probes и расчетам инкремента свистовых волн выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 22-22-00135. Обработка данных наземных наблюдений выполнена при поддержке Академии наук Финляндии, грант № 330783.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андронов А.А., Трахтенгерц В.Ю. Кинетическая неустойчивость радиационных поясов Земли // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 4. № 2. С. 233–242. 1964.
- Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М.Дж. Свистовые и альфвеновские циклотронные мазеры в космосе. М.: Физматлит, 344 с. 2011.
- Шкляр Д.Р., Титова Е.Е., Маннинен Ю., Романцова Т.В. Инкременты свистовых волн в магнитосфере по измерениям потоков энергичных электронов на спутнике VanAllen Probe A // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 60. № 1. С. 49–60. 2020.
<https://doi.org/10.31857/S0016794020010137>

- Яхнин А.Г., Титова Е.Е., Демехов А.Г., Яхнина Т.А., Попова Т.А., Любич А.А., Маннинен Ю., Райта Т. Одновременные наблюдения ЭМИЦ и ОНЧ/КНЧ волн и высыпаний энергичных частиц во время множественных сжатий магнитосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 6. С. 714–726. 2019.
<https://doi.org/10.1134/S0016794019060142>
- Blake J.B., Carranza P.A., Claudepierre S.G. et al. The Magnetic Electron Ion pectrometer (MagEIS) instruments aboard the Radiation Belt Storm Probes (RBSP) spacecraft // Space Sci. Rev. V. 179. № 1–4. P. 383–421. 2013.
<https://doi.org/10.1007/s11214-013-9991-8>
- Boskova J., Jiricek F., Smilauer J., Triska P. VLF emissions at frequencies above the LHR in the plasmasphere as observed on low-orbiting Interkosmos satellites // Advances in Space Research. V. 6. № 3. P. 231–234. 1986.
[https://doi.org/10.1016/0273-1177\(86\)90338-8](https://doi.org/10.1016/0273-1177(86)90338-8)
- Burtis W.J., Helliwell R.A. Magnetospheric chorus: Occurrence patterns and normalized frequency // Planet. Space. Sci. V. 24. P. 1007–1024. 1976.
- Church S.R., Thorne R.M. On the origin of plasmaspheric hiss: Ray path integrated amplification // J. Geophys. Res. V. 88. № 10. P. 7941. 1983.
<https://doi.org/10.1029/JA088iA10p07941>
- Funsten H.O., Skoug R.M., Guthrie A.A., et al. Helium, Oxygen, Proton, and Electron (HOPE) mass spectrometer for the radiation belt storm probes mission. // Space Science Reviews, V. 179. P. 423–484. 2013.
<https://doi.org/10.1007/s11214-013-9968-7>
- He Z., Yu J., Chen L., Xia Z., Wang W., Li K., Cui J. Statistical study on locally generated high-frequency plasmaspheric hiss and its effect on suprathermal electrons: Van Allen Probes observation and quasi-linear simulation // J. Geophys. Res. V. 125, e2020JA028526. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028526>
- He Z., Chen L., Liu X., Zhu H., Liu S., Gao Z., Cao Y. Local generation of high-frequency plasmaspheric hiss observed by Van Allen Probes // Geophys. Res. Lett. V. 46. P. 1141–1148. 2019.
<https://doi.org/10.1029/2018GL081578>
- Helliwell R.A. Whistlers and related ionospheric phenomena. Stanford University press, Palo Alto. Calif. 349 p. 1965
- Jasna D., Inan U.S., Bell T.F. Precipitation of suprathermal (100 eV) Electrons by oblique whistler waves // J. Geophys. Res. V. 19. № 16. P. 1639–1642. 1992.
<https://doi.org/10.1029/92GL01811>
- Kennel C.F., Petschek H.E. Limit of stably trapped particle fluxes // J. Geophys. Res. V. 71. № 1. P. 1–28. 1966.
- Kletzing C.A., Kurth W.S., Acuna M. et al. The electric and magnetic field instrument suite and integrated studies (EMFISIS) on RBSP // Space Sci. Rev. V. 179. № 1–4. P. 127–181. 2013.
<https://doi.org/10.1007/s11214-013-9993-6>
- Kurth W.S., De Pascuale S., Faden J.B., Kletzing C.A., Hospodarsky G.B., Thaller S., Wygant J.R. Electron densities inferred from plasma wave spectra obtained by the Waves instrument on Van Allen Probes // J. Geophys. Res.— Space. V. 120. № 2. P. 904–914. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020857>
- Ma Q., Artemyev A.V., Mourenas D. et al. Very oblique whistler mode propagation in the radiation belts: Effects of hot plasma and Landau damping // Geophys. Res. Lett. V. 44. № 24. P. 12057–12066. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017GL075892>
- Maeda K. Cyclotron side-band emissions from ring-current electrons // Planetary and Space Science. 24(4). 341–347. 1976.
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(76\)90045-3](https://doi.org/10.1016/0032-0633(76)90045-3)
- Malaspina D.M., Ripoll J.-F., Chu X., Hospodarsky G., Wygant J. Variation in plasmaspheric hiss wave power with plasma density // Geophys. Res. Lett. V. 45. P. 9417–9426. 2018.
<https://doi.org/10.1029/2018GL078564>
- Malaspina D.M., Jaynes A.N., Hospodarsky G., Bortnik J., Ergun R.E., Wygant J. Statistical properties of low-frequency plasmaspheric hiss // J. Geophys. Res. V. 122. P. 8340–8352. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024328>
- Manninen J., Turunen T., Kleimenova N., Rycroft M., Gromova L., Sirviö I. Unusually high frequency natural VLF radio emissions observed during daytime in Northern Finland // Environmental Research Letters. V. 11. P. 124006–124014. 2016.
<https://doi.org/10.1088/1748-9326/11/12/124006>
- Manninen J., Kleimenova N., Turunen T., Nikitenko A., Gromova L., Fedorenko Y. New type of short high-frequency VLF patches (“VLF birds”) above 4–5 kHz // J. Geophys. Res. V. 126. 2021e2020JA028601. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028601>
- Meredith N.P., Horne R.B., Thorne R.M., Summers D., Anderson R.R. Substorm dependence of plasmaspheric hiss // J. Geophys. Res. V. 109. A06209. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2004JA010387>
- Poulsen W.L., Inan U.S. Satellite observations of a new type of discrete VLF emission at $L < 4$ // J. Geophys. Res. V. 93. № A3. P. 1817–1838. 1988.
- Reeves G.D., Henderson M.G., McLachlan P.S., Belian R.D., Friedel R.H.W., Korth A. Radial propagation of substorm injections // International Conference on Substorms, Proceedings of the 3rd International Conference held in Versailles, 12–17 May 1996. Edited by E.J. Rolfe and B. Kaldeich. ESA SP-389. Paris: European Space Agency, P. 579. 1996.
- Shklyar D., Matsumoto H. Oblique whistler-mode waves in the inhomogeneous magnetospheric plasma: Resonant interactions with energetic charged particles // Surv. Geophys. V. 30(2). P. 55–104. 2009.
<https://doi.org/10.1007/s10712-009-9061-7>

УДК 550.38+537.876.4+539.1.04

СРАВНЕНИЕ НЕДЕЛЬНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ НИЖНЕЙ КРОМКИ ИОНОСФЕРЫ ПРИ ВЫСЫПАНИЯХ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОНОВ 29 СЕНТЯБРЯ И 19 ОКТЯБРЯ 1989 г.

© 2022 г. М. И. Суховой¹, *, В. А. Шишаев², Г. Ф. Ременец¹¹Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия²Полярный геофизический институт, г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия*e-mail: mikhail.sukhovey@gmail.com

Поступила в редакцию 02.12.2020 г.

После доработки 09.12.2021 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

Длительные высыпания солнечных протонов в атмосферу Земли, начавшиеся 29 сентября и 19 октября 1989 г., являются одними из самых сильных и продолжительных событий такого рода. Это обстоятельство позволило нам выполнить сравнение изменений электрической проводимости нижней кромки ионосферы, порождаемых этими высыпаниями, на основе электромагнитного эксперимента в диапазоне сверхдлинных волн (СДВ), теории ионосферных “скачков” для волноводного канала “Земля–ионосфера” и самосогласованного метода решения обратной СДВ-задачи. Для такого сравнения были проанализированы СДВ-вариации для часов заката для радиотрассы Алдра (Северная Норвегия) – Апатиты (Кольский п-ов) в течение нескольких суток после начала каждого из высыпаний. Результатами этих решений стали эффективная высота и коэффициенты отражения 1 и 2-го ионосферных лучей (“скачков”) как функции времени для радиотрассы и установлен факт слабой зависимости комплексных коэффициентов отражения лучей от зенитного угла Солнца. Входными данными для получения перечисленных результатов были относительные изменения амплитуд и вариации фаз для трех радионавигационных частот РНС “ОМЕГА” из интервала 10–14 кГц. Для двух названных геофизических событий получен временной ход комплексного коэффициента отражения (его модуля и эффективной высоты отражения монохроматического сигнала) и проведено сопоставление его со спутниковыми данными по вариациям плотностей потоков высыпающихся протонов.

DOI: 10.31857/S0016794022040150

1. ВВЕДЕНИЕ

Обзор научной литературы по особенностям распространения сверхдлинных радиоволн (СДВ) в условиях высыпания протонов представлен в работах [Белоголов и Ременец, 1982, 1990]. Другой обзор [Miroshnichenko et al., 2000] посвящен анализу высыпания солнечных протонов (солнечных космических лучей – СКЛ), которое последовало за солнечной вспышкой 29 сентября 1989 г. Вспышка наблюдалась в большом диапазоне длин волн (от дециметровых радиоволн до гамма-лучей) и энергий частиц (для электронов с энергией меньше 2 МэВ, для протонов меньше нескольких ГэВ). Это геофизическое событие представляет особый интерес, поскольку является наиболее интенсивным в релятивистском диапазоне энергий протонов после явления такого же рода 23 февраля 1956 г.

Высыпания СКЛ, оказывающие существенное влияние на распространение СДВ являются достаточно редкими событиями (~70 высыпаний за все время наблюдений, начавшихся с первой половины 40-х годов). Несмотря на редкость геофизических возмущений этого типа, вопросу о влиянии высыпания протонов на распространение СДВ было посвящено большое число работ. Сегодня интерес к обсуждаемым высыпаниям, особенно к их релятивистским частям, связан с химическими реакциями в нижней атмосфере, куда такие протоны проникают, и соответствующими погодными явлениями. Для нас в данном исследовании важны работы, в которых представлены или обсуждаются результаты решения обратных СДВ-задач в условиях корпускулярных высыпаний. Эти работы можно разделить на две группы по типу используемого метода наземного СДВ-зондирования ионосферы. К первой группе относятся две уникальные работы, в которых исполь-

зуется импульсное вертикальное СДВ-зондирование [Helms and Swarm, 1969; Field et al., 1983]. В первой из них виртуальная высота отражения импульса (измерения на ст. Berd, Антарктида) сравнивается с потоком солнечных протонов с энергией $E > 10$ МэВ измеренным на спутнике Explorer-41 [Field et al., 1983]. При практически нормальном падении импульсов на ионосферу (расстояние между наземными передатчиком и приемником ~ 20 км) виртуальная высота не опускалась ниже 60 км и не поднималась выше 77–80 км для 25–29 сентября 1969 г. Основным результатом второй работы стали фрагменты высотных профилей электронной концентрации для 6 полярных ночей с 27 сентября по 2 октября 1978 г., полученные в результате решения обратной СДВ-задачи для указанного импульсного зондирования.

Ко второму типу работ относятся, например, работы [Ременец и Белоглазов, 1982, 1985; Ременец и др., 1989; Remenets and Beloglazov, 1992; Remenets et al., 2020], в которых исследуется поведение эффективной высоты волноводного канала “Земля–ионосфера” и модуля коэффициента отражения первого ионосферного луча (“скачка”) [Bremmer, 1949; Гюннинен и Забавина, 1966] от нижней ионосферы в процессе геофизических возмущений 16 февраля и 29 сентября 1989 г. В указанных последних работах импульсного зондирования ионосферы не было, а была непрерывная регистрация “монокроматических” сигналов на трех рабочих для РНС “ОМЕГА” частотах. В случае февральского высыпания протонов в интервале 9–13 UT следует, что эффективная высота в максимуме возмущения (10 UT) опустилась с 63–67 км до 44–47 км. В данной работе речь идет об эффективной высоте модельного сферического волновода “Земля–ионосфера”. К определению этого понятия вернемся ниже. Модуль коэффициента отражения первого ионосферного сигнала (первого луча) во время всего события оставался на уровне 0.6. В максимуме СДВ-возмущения электронная концентрация в окрестности высоты 45 км была оценена в несколько тысяч эл см⁻³. Мы не останавливаемся на результатах анализа сентябрьских высыпаний в данном месте, так как целью настоящего исследования, в частности, является сравнение “сентябрьских” опубликованных результатов с новыми “октябрьскими” результатами для 1989 г.

Необходимо отметить, что “сентябрьскому” высыпанию протонов за 1989 г. посвящена работа [Ondrášková et al., 2003], в которой проводится численное моделирование высотного распределения концентраций ионизированных компонент атмосферы на высотах D-слоя ионосферы. Используемая фотохимическая модель, являющаяся одномерной и зависящей от времени, позволила вычислить, в частности, профиль элек-

тронной концентрации в разные моменты времени этого явления на высотах от 50 до 100 км.

Наша работа посвящена решению обратной СДВ-задачи, т.е. восстановлению свойств проводимости нижней кромки ионосферы (слоя ионосферы, который формирует отраженный СДВ-сигнал по причине высотной неоднородности электрической проводимости этой части ионосферы). Целью нашей работы является сравнение суточных изменений (при переходе от дневных условий на радиотрассе к ночным) свойств электрической проводимости нижней кромки ионосферы на полностью авроральной радиотрассе (Алдра–Апатиты) для многосуточного, уже здесь обсуждаемого высыпания СКЛ, начавшегося 29 сентября 1989 г., с аналогичными суточными изменениями во время длительного высыпания СКЛ, начавшегося 19 октября 1989 г. Каждое из этих событий продолжалось более недели, и для каждого из них имеются спутниковые данные по плотностям их потоков.

Рабочим аналитическим аппаратом, используемым нами в данной работе, является решение обратной СДВ-задачи самосогласованным методом [Ременец и Белоглазов, 1985; Remenets and Beloglazov, 1992]. Этот метод представляет собой численный итерационный алгоритм на основе решения прямых СДВ-задач, под которыми понимается расчет компонент электромагнитного поля от дипольного источника, расположенного в сферической модели волноводного канала “Земля–ионосфера”. Если модель обладает центральной симметрией, то прямая СДВ-задача решается и методом “скачков” [Гюннинен и Забавина, 1966], и методом нормальных волн [Макаров и Новиков, 1978; Макаров и др., 1991]. Мы используем первый метод, благодаря которому поле в интересующей нас точке земной сферической поверхности от наземного источника на расстоянии меньше 1000 км представимо суммой трех слагаемых: дифракционной волной Ватсона–Фока [Фок, 1970; Гюннинен и др., 1964], 1-м ионосферным скачком, имеющим одно отражение от ионосферы, и 2-м ионосферным скачком, отражающимся от ионосферы дважды. Суть нашего решения в минимизации невязки между вариациями измеряемых СДВ-величин и их расчетными значениями. Минимизация осуществляется по значениям параметров (в нашем случае двух параметров) в фиксированный момент времени исследуемого возмущения. Эти параметры характеризуют электрические свойства нижней кромки ионизированного слоя, и они не могут быть получены из геофизических данных. Временные функции этих параметров входят в аналитические выражения для 1 и 2-го скачков. Поэтому найденное их поведение во времени обеспечивает нам успешность расчета амплитуд и фаз СДВ-величин для итерационного процесса с функциона-

лом-невязкой. Так как в описанном алгоритме физическая первопричина СДВ-возмущения никак не задействована, то качественно описанный метод мы называем самосогласованным. Однако обсуждаемая задача является неоднозначной. Для получения достоверного решения требуется знать условия освещенности на радиотрассе.

Неотъемлемым элементом описываемого алгоритма является линейная аппроксимация модуля и аргумента комплексных коэффициентов отражения обоих ионосферных скачков от верхней условной (виртуальной) верхней границы “воздух–ионосфера” как функций угла падения волны в модели приземного волноводного канала, причем предельные их значения при предельно скользком угле падения волны принимаются равными 1 для модулей и π рад для аргументов. Названные коэффициенты входят в аналитические выражения для используемых “скачков” и являются входными данными для прямых СДВ-задач. В нашем случае обратной задачи модуль коэффициента отражения для 1-го “скачка” $R(t)$ при известном значении высоты верхней условной границы является выходным параметром обратной СДВ-задачи. Значение этого же модуля для 2-го “скачка” находится элементарно из линейной аппроксимации. Вторым нашим выходным параметром обратной СДВ-задачи является эффективная высота $h(t)$, определяемая как высота приземного волновода, при которой аргумент коэффициента отражения для волны со средней рабочей частотой (12.1 кГц) для интервала углов падения волн обоих “скачков” на верхнюю границу равен константе π рад.

Выше качественно описанный метод был разработан для применения в нестационарных условиях, когда число относительных изменений амплитуд и приращений фаз принимаемых сигналов существенно превышает число выходных параметров данного метода. Эта избыточность позволяет восстановить абсолютные значения выходных параметров по приращениям амплитуд и фаз. В данной работе мы ограничились только переходными процессами день/ночь, так как переходные процессы ночь/день протекают намного быстрее и допустимый минимальный аппаратный временной шаг существенно больше шага, требуемого для корректного временного анализа. По данным спутниковых измерений мы можем судить о том, что два высыпания протонов сильно отличаются по интенсивности потоков протонов и вариации потоков не являются монотонными (в течение нескольких суток имеют место усиления высыпаний), поэтому мы сравниваем динамику $R(t)$ и $h(t)$ при переходном процессе день/ночь только в те даты, когда интенсивность потоков протонов была примерно одинаковой. Анализ СДВ-возмущения, вызванного высыпанием протонов 29 сентября, был проведен с по-

мощью самосогласованного СДВ-метода и физического анализа в работах [Remenets and Beloglazov, 1992, 2013; Remenets et al., 2020]. В них была установлена последовательность геофизических событий, которые стали причиной вариаций СДВ-сигналов в эту календарную дату. В последней из указанных работ найдены изменения свойств электрической проводимости нижней кромки ионосферы во время переходных процессов день/ночь в течение недели после начала высыпания протонов 29 сентября и было установлено, что суточные вариации, хотя и слабые, наблюдаются даже при максимальной (для этого события) интенсивности потока протонов. Наша работа посвящена сравнению указанных результатов с нашими новыми результатами.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Мы рассматриваем обратную СДВ-задачу об определении абсолютных значений и изменений во времени параметров, характеризующих электрические свойства нижней кромки ионосферы, по изменениям трех “монохроматических” СДВ-сигналов с близкими частотами $f_1 = 10.2$ кГц, $f_2 = 12.1$ кГц и $f_3 = 13.6$ кГц, распространяющихся вдоль полностью авроральной радиотрассы Алдра–Апатиты (66.7° N, 13.1° E – 67.6° N, 33.4° E). Перед решением обратной задачи вариации относительных амплитуд и фаз СДВ-сигналов оцифровывались с бумажных лент самописцев с шагом 100 с и сглаживались с помощью скользкого прямоугольного “окна” шириной 300 с. Для корректного решения задачи мы должны обеспечить непрерывность и полноту исходных данных, поэтому экспериментальные данные, записанные с пропусками на одной или нескольких частотах, при анализе не использовались. Исходные экспериментальные вариации обсуждаемых сигналов изображены на рис. 1 (сентябрьское СКЛ) и 2 (октябрьское СКЛ). В каждом столбце показаны вариации амплитуд и фаз трех сигналов во время переходного процесса день/ночь, когда зенитный угол Солнца был в пределах $92^\circ < \chi < 98^\circ$. В самом левом столбце показаны вариации в невозмущенных условиях в день, предшествующий началу высыпания СКЛ, в остальных столбцах изображены первые пять суток после начала высыпания.

Нашей конкретной радиотрассе Алдра–Апатиты мы сопоставляем модельный сферический волновод с однородными по продольной координате свойствами, на нижней стенке которого ставятся импедансные граничные условия (соответствующие скалистому грунту со значением относительной диэлектрической проницаемости $\epsilon_m = 20$ и электрической проводимостью $\sigma = 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-3}$),

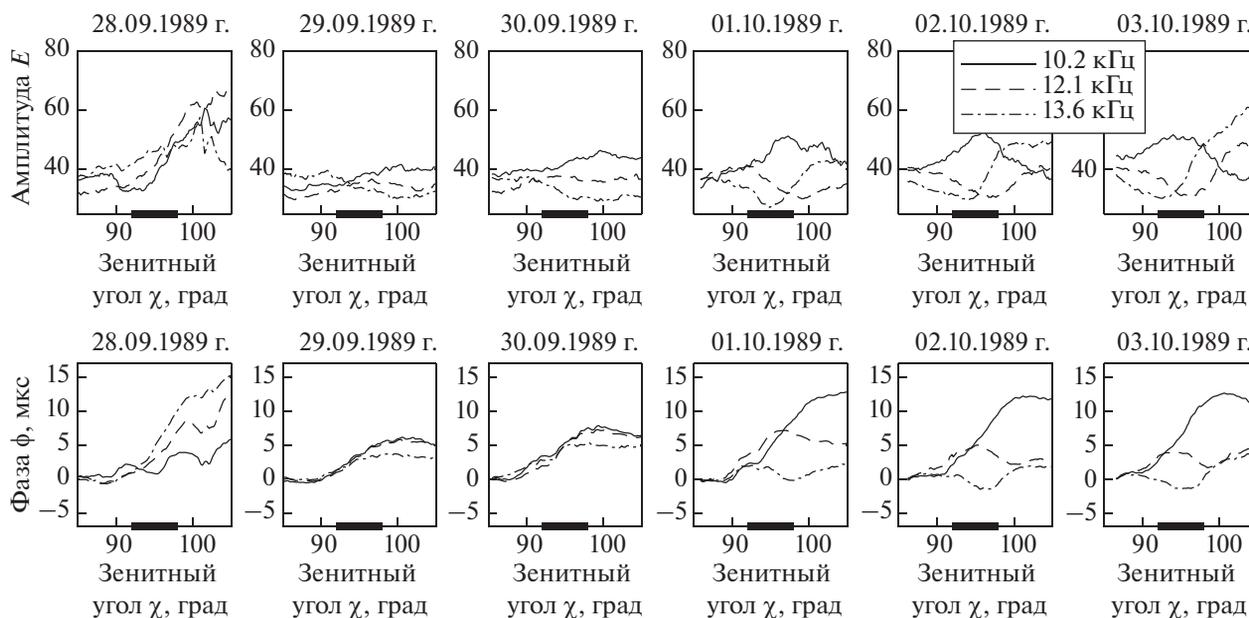


Рис. 1. Экспериментальные относительные вариации амплитуд (сверху) и фаз (снизу) трех сигналов, распространяющихся вдоль радиотрассы Алдра–Апатиты как функции зенитного угла Солнца в средней точке радиотрассы во время закатных часов с 28 сентября по 3 октября 1989 г. В каждом столбце изображен переходной процесс день/ночь на радиотрассе, которому соответствуют, согласно нашему определению, значения зенитного угла Солнца в интервале $92^\circ < \chi < 98^\circ$ в средней точке радиотрассы. В самой левой колонке изображены вариации параметров сигналов в невозмущенных условиях.

а электрические свойства верхней условной границы приземного волновода задаются комплексным коэффициентом отражения как линейной функцией скользящего угла падения волны на границу. Наклон линейной зависимости для модуля коэффициента отражения определяется его значением для первого скачка. Это значение является искомым для каждого момента времени исследуемого возмущения. Однородность модельного волновода в каждый момент возмущения является оправданным приближением в наших конкретных условиях (длина трассы 885 км, и она направлена с запада на восток), хотя на радиотрассе и имеют место переходные условия день/ночь. Это утверждение вытекает из сопоставления экспериментальных и расчетных временных вариаций сигналов, приводимых в конце статьи. Оправданность этого утверждения подтверждается также нашей оценкой [Remenets et al., 2020].

Переходим к определению искомых параметров, используемых нами при решении обратных задач распространения. Нижняя и верхняя границы модельного волновода разнесены по радиальной переменной на значение эффективной высоты $h(t)$, которая является искомой для каждого момента времени t исследуемого возмущения. Она является эффективной при следующем постулировании ее свойств. Аргумент комплексного коэффициента отражения как функция угла

падения электромагнитной волны на верхнюю границу раздела при скользящих углах для средней рабочей частоты $f_2 = 12.1$ кГц есть константа, равная π рад:

$$\arg R_{f_2}(\psi) = \pi.$$

Для соседних частот $f_1 = 10.2$ кГц и $f_3 = 13.6$ кГц зависимости аргументов коэффициентов отражения от этого же угла линейные и отличаются друг от друга знаками их производных [Белоглазов и Ременец, 1982; Ременец и Белоглазов, 1982; Remenets and Beloglazov, 1992]:

$$\arg R_{f_1, f_3}(\psi) = \pi \pm 0.35 \frac{\pi/2 - \psi}{\pi/2 - 1}.$$

Зависимость модулей коэффициентов отражения $R(t)$ первого ионосферного луча для трех рабочих частот принимаются одинаковым для трех частот. Модуль коэффициента отражения для второго луча постулируется независимым от частоты и находится из линейной аппроксимации модуля коэффициента отражения как функции угла падения волны ψ . Эта аппроксимация есть прямая, проходящая через 2 точки: $R(\psi) = 1$ при $\psi = \pi/2$ и $R(\psi) = R$, где R – входной параметр обратной задачи, то есть значение модуля коэффициента отражения для первого скачка:

$$R(\psi) = R + (1 - R) \frac{\psi - \psi_1}{\pi/2 - \psi_1}.$$

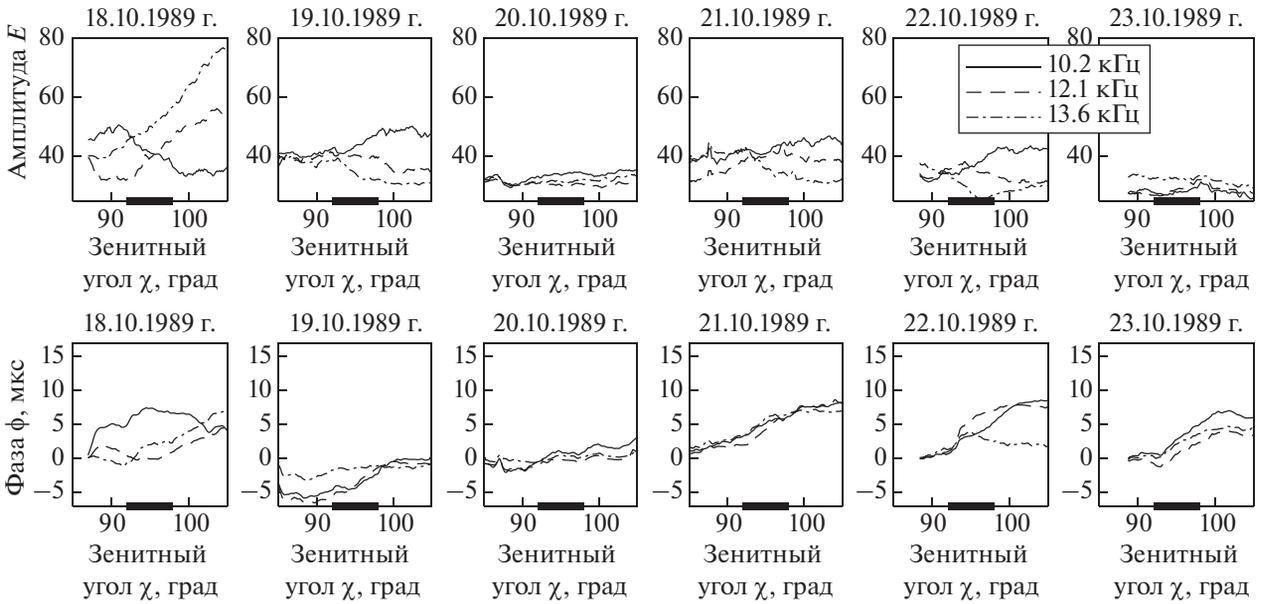


Рис. 2. Экспериментальные относительные вариации амплитуд (сверху) и фаз (снизу) трех сигналов, распространяющихся вдоль радиотрассы Алдра—Апатиты как функции зенитного угла Солнца в средней точке радиотрассы во время закатных часов с 18 октября по 23 октября 1989 г. В каждом столбце изображен переходной процесс день/ночь на радиотрассе, которому соответствуют, согласно нашему определению, значения зенитного угла Солнца в интервале $92^\circ < \chi < 98^\circ$ в средней точке радиотрассы. В самой левой колонке изображены вариации параметров сигналов в невозмущенных условиях.

Если коэффициент отражения R для 2-го луча оказывается меньше 0, то он полагается равным 0.

Искомые временные функции $R(t)$ и $h(t)$ в момент времени t_m находятся как сумма приращений за все предшествующие малые промежутки времени Δt_n по формулам:

$$h(t_m) \equiv h_m = h_0 + \sum_{n=1}^m \Delta h_n,$$

$$R(t_m) \equiv R_m = R_0 + \sum_{n=1}^m \Delta R_n.$$

Вариации Δh_n и ΔR_n могут быть найдены, если мы знаем безразмерную комплексную функцию ослабления СДВ-сигнала в виде $W(h, R)$, которая по определению есть отношение поля в модельном сферическом волноводе к полю в свободном пространстве на данном расстоянии от источника [Гюннинен и Забавина, 1966] или над идеально проводящей плоскостью [Гюннинен и др., 1964]. Тогда используя экспериментальные относительные вариации амплитуд и фаз трех монохроматических сигналов $\{\Delta E_i, \Delta \phi_i\}_{i=1, 2, 3}$ на временном шаге Δt_n мы можем восстановить вариации Δh_n и ΔR_n , решив систему двух уравнений из набора шести линейных алгебраических уравнений:

$$\frac{\Delta E_{i,n}}{E_{i,0}} = \frac{\Delta R_n}{|W_i(h_0, R_0)|} \frac{\partial}{\partial R} |W_i|(h_{n-1}, R_{n-1}) + \frac{\Delta h_n}{|W_i(h_0, R_0)|} \frac{\partial}{\partial h} |W_i|(h_{n-1}, R_{n-1}),$$

$$\Delta \phi_{i,n} = \Delta R_n \frac{\partial}{\partial R} \arg W_i(h_{n-1}, R_{n-1}) + \Delta h_n \frac{\partial}{\partial h} \arg W_i(h_{n-1}, R_{n-1}),$$

где $i = 1, 2, 3$ – это номер частоты, $n = 1, \dots, N$ – порядковый номер временного отсчета t_n , а $W_i = W(f_i)$.

“Начальные значения” h_0 и R_0 находятся как обеспечивающие минимум функционалу невязки в двумерной области разумных пределов для h и R : $40 \text{ км} < h < 80 \text{ км}$, $0.4 < R < 0.9$ с шагом для h 1 км, а для R 0.05:

$$G(h_0, R_0) = \sum_{i=1}^3 \sum_{n=1}^N \left[\left(\frac{E_{i,n}^W - E_{i,n}}{E_{i,0}} \right)^2 + \left(\frac{\phi_{i,n}^W - \phi_{i,n}}{\Delta \phi_i} \right)^2 \right].$$

Этот функционал невязки состоит из нормированных квадратов разностей между экспериментальными значениями $E_{i,n}$, $\phi_{i,n}$ и функцией ослабления $E_{i,n}^W = |W_i(h_n, R_n)|$, $\phi_{i,n}^W = \arg(W_i(h_n, R_n))$.

Амплитуды нам известны в относительных единицах, поэтому они нормированы на единицу в начальный момент времени. Фаза измерялась в

микросекундах как вариация на временной шкале нуля синуса принимаемого сигнала относительно нуля синуса опорного высокостабильного сигнала той же частоты в точке приема. Для того чтобы вклады амплитудных и фазовых слагаемых в функционале-невязке были безразмерными, приращения фазы нормировались на разницу между максимальным и минимальным значением фазы φ_i за весь исследуемый временной интервал и принимались равными в начальный момент анализа.

Функция ослабления $W(h, R)$ вычислялась в двухскачковом приближении:

$$\begin{aligned}
 W &= W_0 + W_1 + W_2, \quad W_0 = 0.65 \exp(i), \\
 W_1 &= 0.5\alpha_1 \sin^2 I_1 (1 + R_g(I_1, f_i))^2 |R_i(\psi_1, f_i)| \times \\
 &\quad \times \exp(i(k_{0i}(\tau_1 - D) + \arg(R_i(\psi_1, f_i)))), \\
 W_2 &= 0.5\alpha_2 \sin^2 I_2 (1 + R_g(I_2, f_i))^2 \times \\
 &\quad \times |R_i(\psi_2, f_i)|^2 (R_g(I_2, f_i)) \times \\
 &\quad \times \exp(i(k_{0i}(\tau_2 - D) + 2 \arg(R_i(\psi_2, f_i)))), \\
 \alpha_q &= \left(\frac{2q \sin(\theta/2q) \cos \psi_q}{\sin \theta \cos I_q} \right)^{\frac{1}{2}}, \\
 R_g(I_q, f_i) &= \frac{\cos I_q - \delta g_i}{\cos I_q + \delta g_i}.
 \end{aligned}$$

где W_0 — это функция ослабления дифракционной волны Ватсона–Фока (ее значение принято нами одинаковым для всех трех рабочих частот) [Гюннинен и др., 1964]; W_1 и W_2 — это функции ослабления для 1 и 2-го ионосферных “скачков”. В приведенных формулах индекс i при частоте f указывает на ее номер; R_i — коэффициент отражения на частоте f_i ; k_{0i} — волновое число для электромагнитной волны с частотой f_i в свободном пространстве; α_q — множители, учитывающие фокусировку и дефокусировку лучей при их отражении от нижней и верхней сферических границ модельного волновода; θ — угловое расстояние между источником и приемником в сферической системе координат с ее центром в центре модельной Земли; ψ_q — угол падения q -го луча на ионосферу; I_q — угол выхода луча из источника; $R_g(I_q, f_i)$ — коэффициент отражения 1 и 2-го луча от земной поверхности; δg_i — импеданс земной поверхности на частоте f_i ; $R_i(\psi_q, f_i)$ — комплексные коэффициенты отражения 1 и 2-го ионосферных лучей; τ_q — расстояние, проходимое лучом с номером q и D — расстояние по геодезической линии между источником и приемником.

3. СПУТНИКОВЫЕ ДАННЫЕ ПО ПОТОКАМ СКЛ В СЕНТЯБРЕ И ОКТЯБРЕ 1989 г. И ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ОБРАТНЫХ СДВ-ЗАДАЧ

Мы отметили выше, что активность Солнца в 1989 г. породила в сентябре–октябре два важных, интересных для физиков, длительных высыпаний СКЛ, потоки которых были измерены на спутниках. В верхней атмосфере и нижней ионосфере они изменили электрические свойства среды и соответственно проявили себя в вариациях СДВ-сигналов на высокоширотных радиотрассах. Ранее для первого явления с началом 29 сентября была решена самосогласованная обратная задача распространения сверхдлинных радиоволн в полосе частот 10–14 кГц [Remenets et al., 2020], в результате чего мы имеем временную динамику эффективной высоты и модулей коэффициентов отражения двух лучей (для 1-го непосредственно, а для 2-го с помощью вычисления по формуле линейной аппроксимации зависимости модуля коэффициента отражения от угла падения волны).

Для количественного сопоставления потоков солнечных протонов с изменениями электрических свойств средней атмосферы в названных событиях мы использовали результаты измерений на спутнике GOES 6 (<https://satdat.ngdc.noaa.gov>). Плотности потоков протонов в интегральных каналах с энергиями $E > 1$, $E > 10$, $E > 50$ и $E > 100$ МэВ во время пяти суток после начала каждого из двух событий изображены на рисунках 3 и 4. Нас интересуют протоны с энергией $E > 10$ МэВ, так как протоны с меньшей энергией не вносят существенного вклада в ионизацию на высотах ниже 60 км [Gordon et al., 1978].

Первое из двух высыпаний СКЛ началось 29 сентября 1989 г. в 12 UT, рис. 3. Максимальное значение потока протонов с энергией $E > 10$ МэВ в интересующем нас недельном временном интервале (на закате солнца или, для нашей радиотрассы, с 15 до 19 UT) 30 сентября составляло $1 \times 10^3 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ (здесь и далее обсуждаемая величина потока является усредненным за 4 ч значением с 15 до 19 UT). Максимальное значение плотности потока протонов с энергией $E > 100$ МэВ оказалось в 3 раза меньше. После того как плотности потоков достигли максимальных значений, они уменьшались с нарушением монотонности 6 октября.

Второе из двух обсуждаемых высыпаний протонов началось 19 октября 1989 г. в 13 UT. Плотности потоков для этого события изображены на рис. 4. После начала высыпания максимальные значения потоков были достигнуты 20 октября и имели значения $2 \times 10^4 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ для $E > 10$ МэВ (в 20 раз плотнее, чем в предыдущем событии) и $4 \times 10^2 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ для $E > 100$ МэВ (на 30% плот-

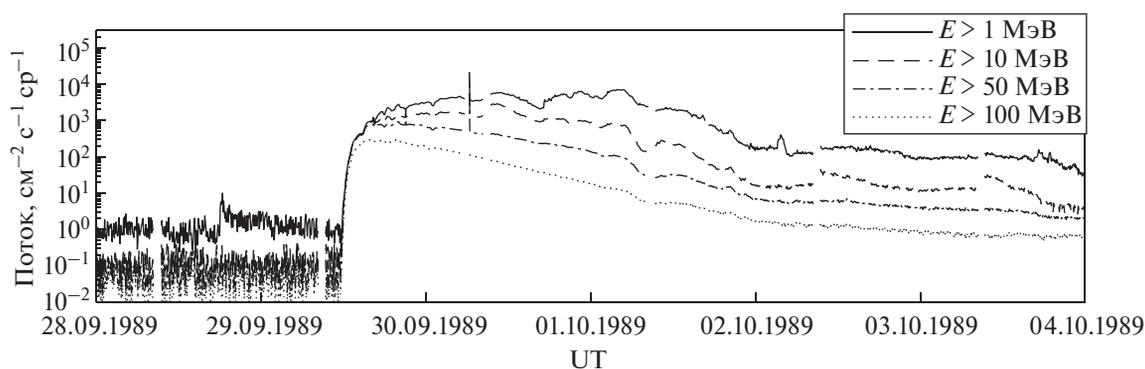


Рис. 3. Поток протонов, измеренные на спутнике GOES 6 с 28 сентября по 6 октября 1989 г. Начало высыпания протонов 29 сентября в 12 UT.

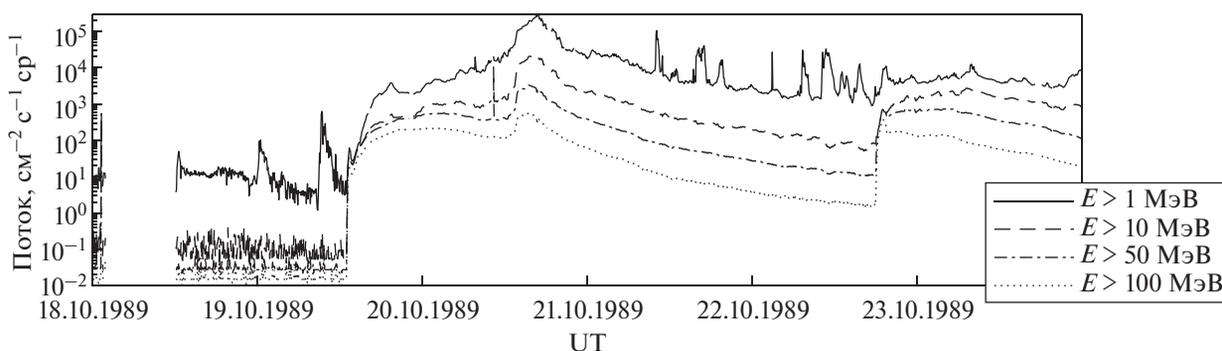


Рис. 4. Поток протонов, измеренные на спутнике GOES 6 с 18 октября по 23 октября 1989 г. Начало высыпания протонов 19 октября в 12 UT.

нее, чем у предшествующего события). 22 октября монотонное уменьшение потока нарушилось повторным нарастанием плотности потока протонов.

Максимумы потоков протонов не могут быть локализованы с достаточной точностью: первое событие имело максимальные значения потоков с $E > 10$ МэВ 29 и 30 сентября (переходные условия день/ночь в эти даты полностью попадают в область максимума), второе событие имело максимум 20 октября (переходные условия примерно попадают в ту область, где имеет место максимум).

Полученные нами решения обратных задач для события, начавшегося 29 сентября, изображены на рис. 5 [Remenets et al., 2020]. На рисунке 6 изображены аналогичные решения для второго события, начавшегося 19 октября. Эти численные результаты являются основными для нашей работы. Для каждого высыпания изображены решения обратных задач: восстановленная динамика коэффициента отражения $R(t)$ и эффективной высоты $h(t)$ в зависимости от зенитного угла Солнца χ . В каждом столбце изображено решение для переходных условий день/ночь, что соответствует диапазону зенитных углов $92^\circ < \chi < 98^\circ$

в средней точке радиотрассы. На обоих рисунках левый столбец соответствует спокойным условиям (сутки до начала высыпания СКЛ), а остальные соответствуют пяти суткам после начала высыпаний СКЛ.

Корректность и погрешность решения обратной задачи полученного с помощью самосогласованного метода оценивается из расхождения экспериментальных и расчетных значений вариаций амплитуд и фаз трех СДВ-сигналов. Пример такого сопоставления показан на рис. 7, где сопоставлены экспериментальные амплитуды и фазы трех сигналов с расчетными, причем амплитуды нормированы в начальный момент временного анализа, а фазы нормированы на величину максимального изменения фазы за исследуемый интервал времени. На рисунке изображены три переходных процесса: в спокойных условиях 18 октября и в условиях высыпания СКЛ 19 и 20 октября. Для оценки неопределенности абсолютных значений эффективной высоты и коэффициента отражения используются величины расхождений решений, полученных при независимом решении обратных задач в прямом и обратном течении времени, рисунки 5 и 6. Из этих рисунков видно,

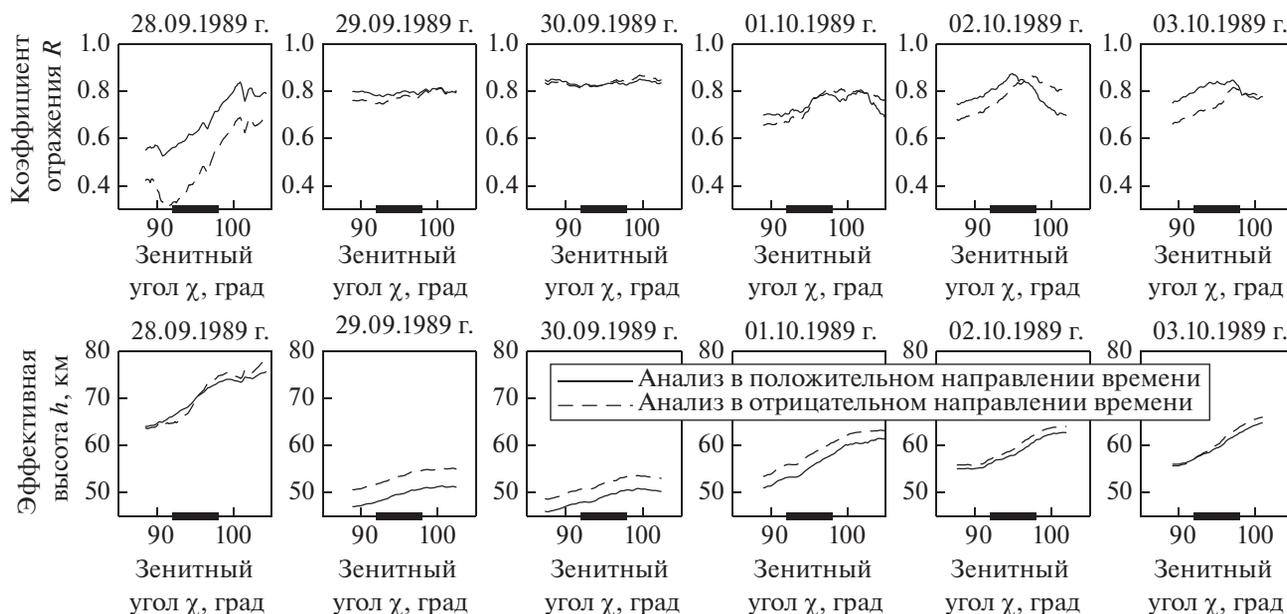


Рис. 5. Вариации модуля коэффициента отражения R (сверху) для первого ионосферного луча и эффективной высоты h (снизу) как функции времени в часы заката на радиотрассе Алдра–Апатиты для календарных дат первого выпадения протонов, начавшегося 29 сентября. На каждой горизонтальной оси графиков изображены жирными линиями временные интервалы, которым соответствуют значения зенитного угла Солнца $92^\circ < \chi < 98^\circ$ в средней точке радиотрассы. На графиках изображено решение обратной задачи в прямом направлении времени (сплошные линии), а также решение обратной задачи в обратном направлении времени (штриховые линии).

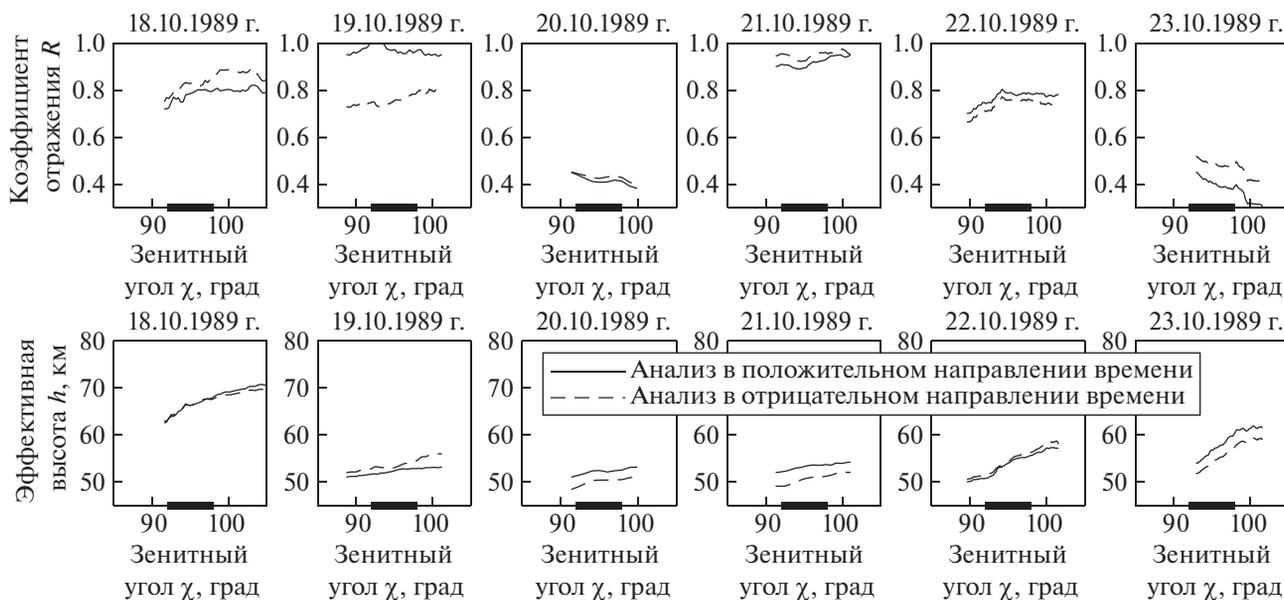


Рис. 6. Результаты, полностью аналогичные результатам, представленным на рис. 5, но для календарных дат второго выпадения протонов, начавшегося 19 октября.

что погрешность для эффективной высоты оценивается в 3–4 км для сильно возмущенных условий (первые сутки после начала выпадений) и 1–2 км для спокойных условий. Для коэффициента отражения погрешность составляет 0.2 для силь-

но возмущенных условий и 0.05–0.1 для спокойных условий.

В дополнение к описанным рисункам приводим таблицы 1 и 2, в которых представлены “предельные” значения h и R из описанных графиков,

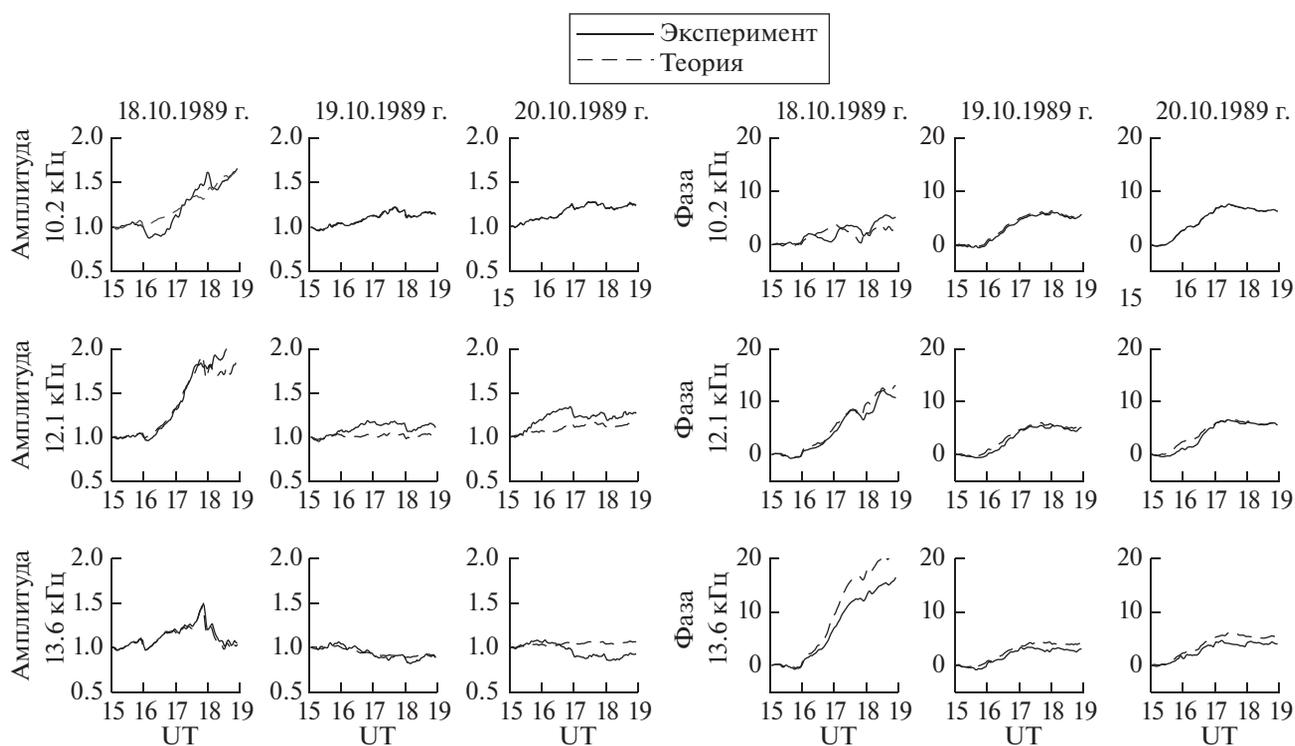


Рис. 7. Сравнение экспериментальных (сплошная линия) и расчетных (штриховая линия) амплитуд (слева) и фаз (справа) для трех частот и трех дат: день до начала высыпания протонов, первый и второй день после начала высыпания протонов (18–20 октября 1989 г.).

соответствующие началу переходного процесса день/ночь на радиотрассе, когда $\chi < 92^\circ$ во всех ее точках, и концу этого переходного процесса, когда $\chi > 98^\circ$ во всех точках радиотрассы. В полностью дневных и полностью ночных условиях на радиотрассе эффективная высота и коэффициент отражения не являются константами из-за флуктуационной изменчивости электрических свойств среды, поэтому в обсуждаемых таблицах представлены значения этих параметров в те моменты времени, когда зенитный угол Солнца в средней точке радиотрассы равняется $\chi = 92^\circ$ (начало переходных условий) и $\chi = 98^\circ$ (конец переходных условий). Из этих таблиц видно, что в спокойных условиях 28 сентября эффективная высота изменилась с 64 км днем до 78 км ночью, а в случае спокойных условий 18 октября с 63 км днем до 70 км ночью. Разницу в ночных условиях следует связывать с активностью авроральных электронов. Во время максимума первого события, начавшегося 29 сентября, эффективная высота 30 сентября равнялась 49 км в начале переходных условий и 53 км в конце. Во время абсолютного максимума второго высыпания протонов эффективная высота 20 октября принимала значения 48 км в начале и 51 км в конце переходных условий. То есть, прирост эффективной высоты Δh при отключении прямого облучения атмосферы

электромагнитной солнечной радиацией составляет 4 и 3 км, соответственно для максимумов обоих событий. Хотя неопределенность указанных величин оценивается нами в обсуждаемых случаях в 3–4 км, полученный факт чувствительности СДВ-величин к изменениям условий освещенности на высоте регулярного D -слоя ионосферы при мощном “постоянном” потоке СКЛ не вызывает сомнения. Таким образом мы показали, что зависимость параметров $h(t)$ и $R(t)$ от зенитного угла имела место во все сутки наблюдений, хотя сильно ослабевала по сравнению со спокойными условиями. Зависимость от условий освещенности не исчезла полностью несмотря на то, что обсуждаемые протонные высыпания были одними из самых сильных среди известных событий.

Среди описанных решений мы выбрали два, по одному из каждого события, которым соответствуют близкие значения потока протонов с энергией $E > 10$ МэВ: повторное повышение интенсивности потока протонов 23 октября и начало первого события 29 сентября. 29 сентября эффективная высота увеличилась от 51 до 55 км при потоке протонов, равном $9 \times 10^2 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$. 23 октября эффективная высота изменилась от 52 до 59 км, при практически такой же плотности потока протонов $1 \times 10^3 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$. Перепады

Таблица 1. Значения эффективной высоты h и коэффициента отражения R в дневных и ночных условиях

Дата	Начало переходных условий ($\chi = 92^\circ$)		Конец переходных условий ($\chi = 98^\circ$)		Поток протонов $E > 10$ МэВ, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}$	Поток протонов $E > 100$ МэВ, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}$
	h , км	R	h , км	R		
28 сентября	64	0.4	78	0.7	1×10^{-1}	4×10^{-2}
29 сентября	51	0.75	55	0.8	9×10^2	3×10^2
30 сентября	49	0.85	53	0.85	1×10^3	4×10^1
1 октября	53	0.65	63	0.75	7×10^1	3×10^0
2 октября	56	0.7	64	0.8	2×10^1	1×10^0
3 октября	56	0.75	65	0.8	9×10^0	7×10^{-1}

Примечание. В левой части показаны параметры, характеризующие комплексный коэффициент отражения от ионосферы в невозмущенных условиях 28 сентября и возмущенных условиях с 29 сентября по 3 октября. В правой части показаны усредненные за 4 часа потоки протонов во время переходного процесса день/ночь с энергиями $E > 10$ и $E > 100$ МэВ.

Таблица 2. Значения эффективной высоты h и коэффициента отражения R в дневных и ночных условиях

Дата	Начало переходных условий ($\chi = 92^\circ$)		Конец переходных условий ($\chi = 98^\circ$)		Поток протонов $E > 10$ МэВ, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}$	Поток протонов $E > 100$ МэВ, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}$
	h , км	R	h , км	R		
18 октября	63	0.75	70	0.9	1×10^{-1}	2×10^{-2}
19 октября	52	0.75	56	0.8	1×10^2	5×10^1
20 октября	48	0.45	51	0.4	2×10^4	4×10^2
21 октября	49	0.95	52	0.95	4×10^2	8×10^0
22 октября	51	0.65	58	0.75	7×10^1	2×10^0
23 октября	52	0.5	59	0.4	1×10^3	5×10^1

Примечание. В левой части показаны параметры, характеризующие комплексный коэффициент отражения от ионосферы в спокойных условиях 18 октября и в возмущенных условиях 19–23 октября. В правой части показаны усредненные за 4 часа потоки протонов во время переходного процесса день–ночь с энергиями $E > 10$ и $E > 100$ МэВ.

эффективной высоты Δh при переходных условиях день/ночь равнялись 4 и 7 км соответственно. Это различие значений гипотетически указывает на то, что повторное высыпание 23 октября имеет меньшую жесткость потока по сравнению с началом первого события 29 сентября. Этот вывод согласуется с тем фактом, что значения потоков протонов с энергией $E > 100$ МэВ в эти даты отличались в 6 раз (рис. 3 и рис. 4, табл. 1 и табл. 2).

4. СРАВНЕНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ НИЖНЕЙ КРОМКИ ИОНОСФЕРЫ ПРИ ДРУГИХ ГЕФИЗИЧЕСКИХ СОБЫТИЯХ В СЕНТЯБРЕ И ОКТЯБРЕ 1989 г.

Перед высыпанием солнечных протонов 29 сентября в ночных условиях 28 сентября наблюдались сильные вариации СДВ-сигналов из-за активности авроральных электронов. Решение обратной задачи для этого события в интервале

19–22 UT представлено на рис. 8, где изображены ночные вариации эффективной высоты $h(t)$ и модуля коэффициента отражения $R(t)$ в зависимости от времени UT. Это решение сшивается с решением обратной задачи на закате 28 сентября с 15 до 19 UT, представленном на рис. 5. Значения эффективной высоты из этих двух решений в 19 UT совпали (78 км), а значения коэффициента отражения получились относительно близкими и равными 0.7 и 0.9 соответственно. Эффективная высота $h(t)$ во время высыпания авроральных электронов в указанные часы достигала минимального значения 66 км, а коэффициент отражения R уменьшился до 0.5. Эти значения сблизались с невозмущенными дневными значениями для авроральной области, которые составляют 58–62 км [Белоглазов и Ременец, 1982; Ременец и Белоглазов, 1982, 1985]. Таким образом, высыпание авроральных электронов породило СДВ-эффект, сопоставимый с суточным ходом обсуждаемых СДВ-параметров $h(t)$ и $R(t)$. Для таких ноч-

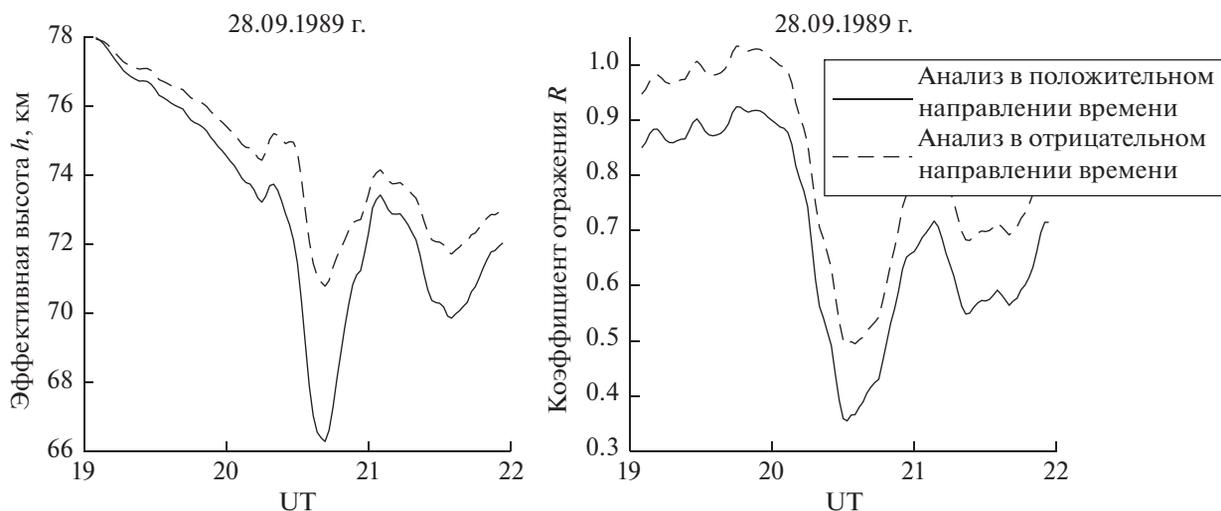


Рис. 8. Следствие высыпания авроральных электронов ночью 28 сентября 1989 г., перед началом высыпания протонов 29 сентября 1989 г. 12 UT. Слева: динамика коэффициента отражения R . Справа: динамика эффективной высоты h . Сплошная кривая соответствует анализу в прямом направлении времени, штриховая – в обратном.

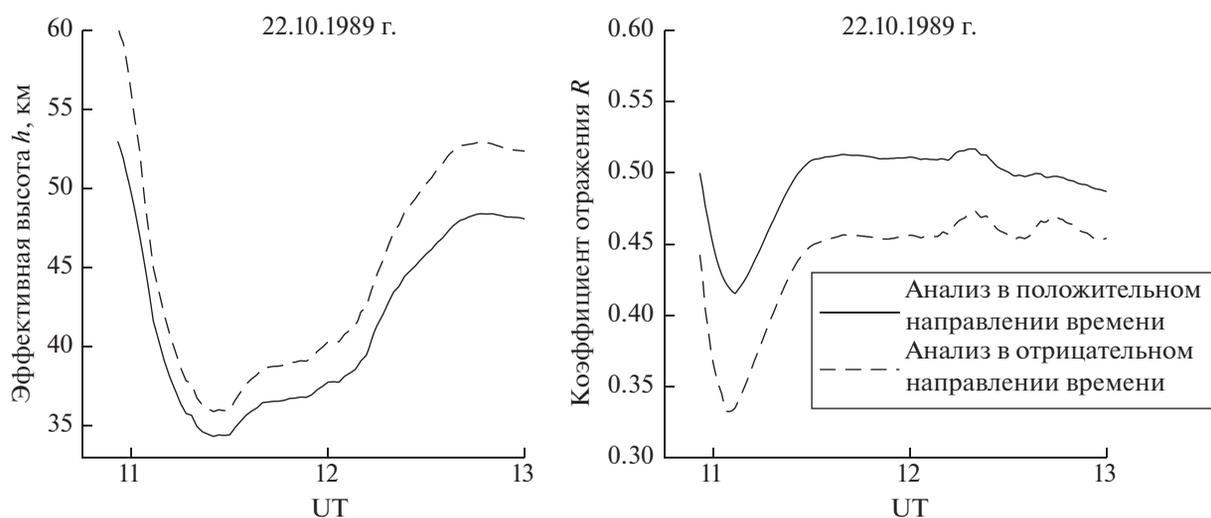


Рис. 9. Следствие высыпания ультра-релятивистских электронов днем 22 октября 1989 г., перед повторным увеличением потока протонов 22 октября 1989 г., 19 UT. Слева: динамика коэффициента отражения R . Справа: динамика эффективной высоты h .

ных вариаций требуются авроральные электроны с энергиями 1 МэВ [Chevalier et al., 2007].

Во время второго высыпания солнечных протонов 22 октября в 11 UT наблюдались аномальные вариации СДВ-сигналов, когда амплитуды и фазы всех трех монохроматических сигналов приблизительно синхронно уменьшились и восстановились (были качественно подобны). Такой СДВ-эффект для радиотрасс средней протяженности (~900 км) и наших рабочих частот является однозначным признаком высыпания ультра-энергичных релятивистских электронов (УРЭ) с энергией ~100 МэВ и выше [Remenets and

Beloglazov, 2013]. Результаты решения обратной задачи для этого события во временном интервале с 11 до 13 UT изображены на рис. 9, где изображены вариации эффективной высоты $h(t)$ и модуля коэффициента отражения $R(t)$ в зависимости от времени UT. Эти результаты сшиваются с решением для этой же даты во временном интервале с 15 до 19 UT, представленном на рис. 6, а именно: значение эффективной высоты 48 км в 13 UT (после окончания высыпания УРЭ) согласуется со значением 51 км в 15 UT, значения коэффициента отражения отличаются на приемле-

мую величину (они равны 0.5 и 0.75 в 13 UT и 15 UT соответственно).

Как мы видим, эффективная высота во время высыпания УРЭ уменьшилась за 20 мин от 53 км до 35 км, значение коэффициента отражения уменьшилось от 0.5 до 0.4. Эффективная высота восстановилась до своего первоначального значения за 1.5–2 ч, коэффициент отражения за 40 мин (см. рис. 9). Таким образом, СДВ-эффект, создаваемый высыпанием УРЭ, значительно сильнее эффекта высыпания СКЛ, а именно, минимальная эффективная высота, полученная нами для обоих высыпаний СКЛ, равняется 48 и 49 км, соответственно (см. таблицы 1 и 2), а в данном случае высыпания УРЭ она оказалась на 13 и 14 км ниже.

За 8 часов до начала высыпания протонов 29 сентября произошло высыпание УРЭ, исследованное в работе [Remenets and Beloglazov, 1992]. Решение обратной задачи было получено в интервале с 4 до 10 UT, когда это высыпание УРЭ имело место, и в интервале с 12 до 21 UT, когда началось и продолжалось вторжение СКЛ в атмосферу. Минимальная эффективная высота во время высыпания УРЭ получилась равной 50 км с неопределенностью в 1–2 км. В нашем случае высыпания протонов (см. рис. 5) минимальное значение эффективной высоты получилось равным 49 км в 15 UT и близким к результату в 51 км из предшествующей публикации.

5. ВЫВОДЫ

Продолжая традицию своих предшественников по решению обратных СДВ-задач самосогласованным методом для всех типов геофизических возмущений, проявляющихся в вариациях СДВ-сигналов на радиотрассах приземного волновода, мы провели исследования нескольких типов возмущений, проявивших себя в сентябре–октябре 1989 г. Для них мы представили динамику отражательных свойств в полосе частот 10–14 кГц. Аналогичные исследования для представленных нами новых СДВ-возмущений в научной литературе отсутствуют, а именно: высыпание СКЛ с 19 по 23 октября 1989 г., высыпание ультра-энергичных релятивистских электронов с 11 до 13 UT 22 октября 1989 г., высыпание релятивистских электронов в ночных условиях с 19 до 22 UT 28 сентября 1989 г.

Высыпание протонов, начавшееся 29 сентября, было исследовано нами ранее [Remenets et al., 2020], что позволило нам сопоставить оба случая высыпания СКЛ между собой, привлекая для этого опубликованные спутниковые данные. Выходными данными названных обратных задач являются электрические свойства нижней кромки ионосферы в терминах комплексного коэффици-

ента отражения $R(t)$ и эффективной высоты волновода $h(t)$ как функции времени, то есть динамика электрических свойств среды. Эффективную высоту можно считать аналогом центра тяжести твердого тела. Динамика последнего есть динамика самого тела. Динамика эффективной высоты отражает перемещение по высоте существенной для распространения СДВ нижней части ионосферного слоя, имеющей размер по высоте от нескольких до 20 км [Рыбачек, 1968]. Полученные нами результаты по высыпающим протоном имеют еще следующую качественную особенность: наш анализ выполнен в условиях, когда одновременно работают две причины изменения электрических свойств ионосферы: высыпание СКЛ и изменение условий освещенности нижней кромки ионосферы на радиотрассе.

Представленные результаты еще раз раскрывают главный смысл слова “самосогласованный” в названии использованного метода решения обратной задачи. Алгоритм метода никак не привязан к природе конкретного геофизического возмущения и использует только вариации СДВ-величин.

Возвращаясь к протонным событиям и используя представленные для них количественные результаты, вернемся к их обсуждению в связи с бросающимся в глаза следующим обстоятельством. Первое протонное событие после своего максимума интенсивности было монотонно убывающим (рис. 3), а второе событие не было таковым (рис. 4). При этом экспериментальные СДВ-вариации в первом случае, сохраняли от суток к суткам качественное подобие, увеличивали размах своих изменений (квази-осцилляций). Во втором протонном событии это не так. Как видно из рис. 2 для данных от 20 и 23 октября амплитуды сигналов для трех частот в 2 раза меньше, чем в другие сутки и варьируются только на 20–30%. Обращаясь к решениям обратных задач для этих же календарных дат, представленных на рис. 6, мы видим, что модуль коэффициента отражения в 2 раза меньше, чем в остальные дни. Этот факт указывает на то, что 20 и 23 октября в энергетическом спектре сигнала присутствовала корпускулярная составляющая с такой плотностью потока, которой недостаточно, чтобы изменить эффективную высоту, но достаточно, чтобы породить поглощающий спорадический слой проводимости ниже 50 км. Последний уменьшает модуль коэффициента для 1-го скачка и “отключает” вклад 2-го ионосферного сигнала в амплитуду поля в точке приема.

Нами было показано, что минимальная эффективная высота во время потока СКЛ, начавшегося 29 сентября равнялась 49 км в начале и 53 км в конце переходных условий день/ночь. Эта же эффективная высота для 2-го возмущения,

вызванного СКЛ и начавшегося 19 сентября, принимала значения 48 км в начале и 51 км в конце переходных условий день/ночь. Несмотря на различие значений плотности потока протонов с энергией $E > 10$ МэВ в 20 раз для указанных календарных дат, эффективные высоты в максимумах возмущений обоих событий отличаются на величину, соизмеримую с погрешностью метода анализа (3–4 км в возмущенных условиях).

При обсуждаемых плотностях потоков СКЛ мы могли ожидать, что происходит полное “запирание” электромагнитных волн в приземном волноводе между земной поверхностью и возмущенной нижней кромкой ионосферы, и что радиосигналы не чувствуют исчезновения регулярного D -слоя ионосферы при пропадании освещения ее Солнцем. Описанный эффект решений обратных СДВ-задач говорит об обратном. Электромагнитные волны частично проникают на высоту D -слоя, свойства электронной проводимости которого зависят от зенитного угла Солнца. Более того, суточная вариация эффективной высоты $h(t)$ не исчезает даже при максимальном из двух событий потоке протонов с энергией $E > 10$ МэВ, который составлял $2 \times 10^4 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ 20 октября. Приращение эффективной высоты Δh при этом составило 3 км.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белоглазов М.И., Ременец Г.Ф. Распространение сверхдлинных радиоволн в высоких широтах. Ленинград: Наука, Ленинградское отделение, 240 с. 1982.
- Белоглазов М.И., Ременец Г.Ф. Нижняя ионосфера высоких широт и возможности диагностики условий распространения СДВ (Обзор) // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 30. № 5. С. 705–718. 1990.
- Гоннинен Э.М., Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т. Распространение электромагнитных импульсов и их гармонических составляющих над земной поверхностью / Проблемы дифракции и распространения волн: ЛГУ, Вып. 3. С. 5–191. 1964.
- Гоннинен Э.М., Забавина И.Н. Распространение длинных радиоволн над земной поверхностью / Проблемы дифракции и распространения волн: ЛГУ, Вып. 5. С. 5–30. 1966.
- Макаров Г.И., Новиков В.В. Распространение электромагнитных волн в импедансных плоском и сферическом волноводах. Ч. I и II. / Проблемы дифракции и распространения волн. Вып. 7. С. 19–33, 34–65. 1978.
- Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т. Распространение электромагнитных волн над земной поверхностью. Ред. М.И. Пудовкин. М.: Наука, 198 с. 1991.
- Ременец Г.Ф., Белоглазов М.И. Предварительный анализ динамики свойств нижней ионосферы на заходе солнца для авральной трассы (по СДВ данным) // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 25. № 1. С. 69–72. 1982.
- Ременец Г.Ф., Белоглазов М.И. Отражательные свойства нижней полярной ионосферы, особенности возбужде-
- ния и распространения СДВ в высоких широтах // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 28. № 12. С. 1491–1504. 1985.
- Ременец Г.Ф., Белоглазов М.И., Тамкун Л.Г. Модифицированный метод анализа СДВ-аномалий и динамика нижней кромки ионосферы во время ППШ // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 29. № 1. С. 45–50. 1989.
- Рыбачек С.Т. Распространение СДВ в волноводном канале Земля – ионосфера // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 8. № 3. С. 443–500. 1968.
- Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Советское радио, 520 с. 1970.
- Beloglazov M.I., Remenets G.F. Investigation of powerful VLF disturbances // Intern. Journ. Geomagn. Aeronom. V. 5. № 3. GI3004. 2005.
<https://doi.org/10.1029/2005GI000101>
- Bremmer H. Terrestrial Radio Wave: Theory of Propagation. Amsterdam: Elsevier Sci. Ltd. 343 p. 1949.
- Gordon C.W., Canuto V., Axford W.I. Handbook of Astronomy, Astrophysics and Geophysics. V. 1: The Earth. 1. The Upper Atmosphere, Ionosphere and Magnetosphere. London: Gordon and Breach. P. 276–277. 1978.
- Chevalier M.V., Peter W.B., Inan U.S. et al. Remote sensing of ionospheric disturbances associated with energetic particle precipitation using the South Pole VLF beacon // J. Geophys. Res. V. 112. A11306. 2007.
<https://doi.org/10.1029/2007JA012425>
- Field E.C., Warren R.E., Warber C.R. Calculation of ionospheric conductivity profiles by inverting VLF/LF reflection data: 1. Isotropic propagation // Radio. Sci. V. 18. № 3. P. 452–460. 1983.
<https://doi.org/10.1029/RS018I003P00452>
- Helms W.J., Swarm H.M. VLF step frequency sounding of the polar lower ionosphere // J. Geophys. Res. V. 74. № 26. P. 6341–6351. 1969.
<https://doi.org/10.1029/JA074I026P06341>
- Miroshnichenko L. I., De Koning C.A., Perez-Enriques R. Large solar event of September 29, 1989: ten years after // Space Sci. Rev. V. 91. № 3. P. 615–715. 2000.
<https://doi.org/10.1023/A:1005279108725>
- Ondrášková A., Krivolutsky A., Laš tovič ka J. Changes of the neutral and ionized composition in the D-region after solar proton event in October 1989 (model simulations) // Adv. Space Res. V. 31. № 9. P. 2169–2176. 2003.
[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(03\)00130-3](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00130-3)
- Remenets G.F., Beloglazov M.I. Dynamics of an auroral low ionospheric fringe at geophysical disturbances on 29 September 1989 // Planet. Space Sci. V. 40. P. 1101–1108. 1992.
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(92\)90039-Q](https://doi.org/10.1016/0032-0633(92)90039-Q)
- Remenets G.F., Beloglazov M.I. Ultrarelativistic electrons in the near cosmos and X-ray aurora in the middle polar atmosphere // J. Geophys. Res. Space. V. 118. № 11. P. 6829–6838. 2013.
<https://doi.org/10.1002/2013JA018822>
- Remenets G.F., Suhovey M.I., Shishaev V.A. Sunset variations of the bottom edge of the ionosphere during the proton precipitations on and after 29 September 1989 / Proc. XII Int. Con. and School/Problems of Geocosmos–2018. P. 319–332. 2020.

УДК 551.510.535

ОЦЕНКА СТЕПЕНИ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПО ПОВЕДЕНИЮ НОВОГО ИОНОСФЕРНОГО ИНДЕКСА

© 2022 г. О. А. Шейнер^{1, *}, Ф. И. Выборнов^{1, 2, **}, А. В. Першин^{1, ***}¹Научно-исследовательский радиофизический институт Нижегородского государственного университета
им. Н.И. Лобачевского (НИРФИ ННГУ), г. Нижний Новгород, Россия²Волжский государственный университет водного транспорта (ВГУВТ),
г. Нижний Новгород, Россия

*e-mail: rfj@nirfi.unn.ru

**e-mail: vybornov@nirfi.unn.ru

***e-mail: pershin@rambler.ru

Поступила в редакцию 15.10.2021 г.

После доработки 02.02.2022 г.

Принята к публикации 30.03.2022 г.

Для оценки степени ионосферных возмущений в отдельных событиях 2019 г. по данным вертикального зондирования ионосферы применен предложенный ранее метод обработки ионосферных данных — нестандартный ионосферный индекс. Показано, как солнечные корональные выбросы массы и высокоскоростные потоки солнечного ветра, являющиеся глобальными событиями солнечной активности, влияют на значения параметров, используемых для характеристики ионосферы.

DOI: 10.31857/S0016794022040137

1. ВВЕДЕНИЕ

Совокупность явлений на Солнце, в космическом пространстве и межпланетной среде оказывает воздействие на процессы в околоземном космическом пространстве. Существует причинно-следственная цепочка: всегда есть солнечный источник, откуда происходят возмущения, откуда они распространяются через межпланетное пространство и в конечном итоге взаимодействуют с магнитосферой Земли, вызывая магнитосферные и ионосферные возмущения. Первичным источником возмущений являются вариации солнечного излучения, а перенос возмущений осуществляется волнами и частицами в межпланетной среде, магнитосфере и ионосфере Земли. Прежде всего, эти возмущения сказываются на тех процессах, в которых существенную роль играет установившееся равновесие электрических токов и магнитных полей. Возмущения, нарушающие это равновесие, могут привести к возникновению различных нештатных ситуаций.

Последствия таких возмущений, сильных и, как правило, внезапных, можно заметить, например, в виде полярных сияний, в виде сбоев в работе радионавигационных и телекоммуникационных систем, глобальных информационных сетей, а также сбоев в работе наземных электроэнергетических систем (см., например, [Valtonen, 2005;

Boteler, 2003; Pulkkinen et al., 2017; Gummow, 2002]). В связи с этим возникает вопрос об оценке степени ионосферных возмущений и непосредственных причинах, их вызывающих.

Краткосрочные процессы в ионосфере включают взаимодействие с разнообразными солнечными, межпланетными, магнитосферными и атмосферными явлениями. При сравнении различных типов ионосферного отклика, вызванного разного рода источниками возмущений от солнечной активности и межпланетного солнечного ветра, могут быть поняты более глубоко и всесторонне морфологические изменения и физические процессы, приводящие к ионосферным возмущениям. Это также позволит прогнозировать состояние ионосферных возмущений в зависимости от различных условий солнечного излучения.

Значительное влияние могут иметь эруптивные солнечные события высокой интенсивности: мощные солнечные вспышки, корональные выбросы массы (СМЕ), выбросы высокоэнергичных частиц. Основная задача сводится к тому, чтобы по наблюдениям Солнца и солнечного ветра связать звенья всей цепочки и предсказать время и величину возмущений. Решить математически точно такую задачу в настоящее время не представляется возможным. Поэтому большое значение приобретают упрощенные подходы,

описывающие вместо динамики всей совокупности физических параметров как солнечного излучения, так и ионосферы, последовательность отдельных повторяющихся явлений, проявляющихся в характерном наборе этих параметров.

Солнечные корональные выбросы массы могут быть причиной значительной геомагнитной активности, наблюдаемой в околоземном космическом пространстве и на Земле. Примерами являются возмущения горизонтальной составляющей магнитного поля в экваториальной области Земли (геомагнитные бури), нарушение электроснабжения, вызванное повреждением оборудования электросетей, возбуждение частиц во внутренней магнитосфере, усиление продольных токов, соединяющих магнитосферу и ионосферу, нагрев и расширение верхних слоев атмосферы и многое другое.

Воздействие на Землю “*solar streams*” (мы бы их сейчас назвали корональными выбросами массы и потоками солнечного ветра) еще в 1931 г. привлекло внимание Charman and Ferraro [1931] при построении теории геомагнитных бурь.

Первые результаты об изменении ионосферных параметров, косвенно связанном с СМЕ, можно отнести к 1935 г., когда авторы [Appleton and Ingram, 1935] классифицировали влияние геомагнитных бурь на F -область ионосферы: чем сильнее буря, тем больше снижается критическая частота слоя, что указывает на пониженное значение максимального электронного содержания. Современный термин для этого выражения — “негативный эффект геомагнитной бури”. Открытие положительных эффектов бури: увеличение электронной плотности во время геомагнитных бурь на более низких широтах [Berkner et al., 1939; Berkner and Seaton, 1940] — тоже можно рассматривать как косвенное проявление другой реакции ионосферы на СМЕ.

Аналізу косвенного воздействия корональных выбросов массы на ионосферу посвящены и более поздние работы, например, [Moore et al., 1999; Burns et al., 2007; Balan et al., 2008; Fujiwara et al., 2014; Qiu et al., 2015].

Роль высокоскоростных потоков (HSS) солнечного ветра в возникновении геомагнитных возмущений и влиянии на их уровень активно изучалась в последние годы (см, например, [Mavromichalaki et al., 1988; Watari and Watanabe, 2000; Zhang et al., 2007; Yermolaev et al., 2015; Rodríguez-Zuluaga et al., 2016; Mustajab et al., 2019]). Авторы работы [Turner et al., 2009] показывают, что ионосферные бури, связанные с HSS, сопоставимы и иногда превосходят бури, связанные с СМЕ.

Вариации параметров ионосферы, связанные со слабой или умеренной геомагнитной активно-

стью, вызванной высокоскоростными потоками солнечного ветра — косвенное воздействие HSS на ионосферу — исследовались, например, в работах [Burns et al., 2012; Liu et al., 2012; Verkhoglyadova et al., 2013; Berényi et al., 2018; Grandin et al., 2019; Рубцов и др., 2020].

В то же время трактовка ионосферных возмущений как проявления непосредственной реакции ионосферных параметров на СМЕ и HSS не рассматривалась. К первым работам, рассматривавшим непосредственно роль СМЕ в возникновении ионосферных возмущений, можно отнести [Fridman et al., 2000; Sheiner et al., 2002], а в работе [Rakhlina et al., 2018] показана важность использования для анализа ионосферных возмущений скорости высокоскоростных потоков солнечного ветра.

При поиске возможных корреляций между явлениями, происходящими на Солнце, и процессами, регистрируемыми в ионосфере, обычно используются данные о потоках частиц и рентгеновском излучении, полученные со спутников на геостационарных орбитах, и параметрах, относящихся к верхним слоям атмосферы Земли: в большинстве случаев четко прослеживается связь между вариациями данных об околоземной космической среде и регистрируемыми параметрами верхних слоев атмосферы Земли (см., например, [Hanuise et al., 2006; Куницын и др., 2015]). Геомагнитные индексы (Kp , ap и Dst), рассчитанные на основе наземных наблюдений, также используются для получения информации о характеристиках ионосферных возмущений, вызванных солнечными явлениями.

В то же время изучение влияния солнечной активности на состояние ионосферы можно упростить, если проанализировать характерные отклонения в поведении регулярной ионограммы: в качестве параметра ионосферы обычно рассматривают критическую частоту слоя $F2$ ионосферы. Поскольку отклонение от обычных значений параметров составляет процент от регистрируемых значений, требуется разработка точных методов измерения и анализа.

В работах [Fridman et al., 2000; Sheiner et al., 2002] был разработан метод исследования возмущений в ионосфере по данным вертикального зондирования, основанный на вычислении отклонения критической частоты ионосферного слоя $F2$ от среднемесячных значений. Метод был развит, и предложен нестандартный ионосферный индекс $\Delta foF2$, который применен для выяснения причин возникновения ионосферных возмущений в периоды мощных солнечных событий [Sheiner et al., 2020].

В данной работе приведен анализ причин возникновения и степени ионосферных возмуще-

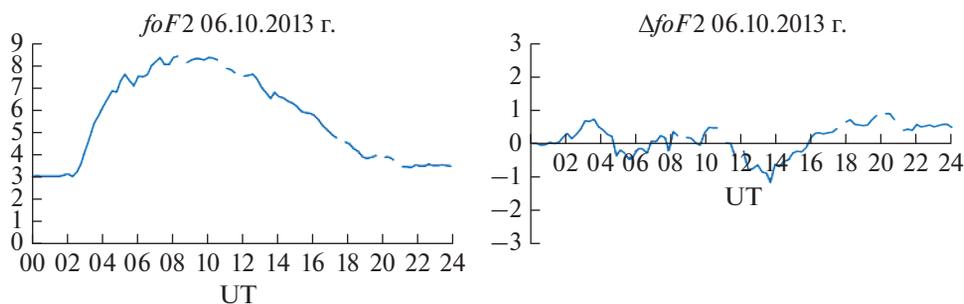


Рис. 1. Пример применения предлагаемого метода анализа. Левая панель – $foF2$, правая панель – $\Delta foF2$. Ось X – время в часах в течение дня (UT), ось Y – частота вертикального зондирования в МГц.

ний во время слабой вспышечной активности и спокойной обстановки на Солнце на примере данных наблюдений за состоянием ионосферы в мае и декабре 2019 г. с применением нестандартного ионосферного индекса.

2. ДАННЫЕ И МЕТОД

В предлагаемом исследовании используются данные вертикального зондирования ионосферы $foF2$, полученные в ходе регулярных наблюдений за состоянием среднеширотной ионосферы на полигоне НИРФИ ННГУ “Васильсурск” (56.15° N, 46.10° E, вблизи г. Нижнего Новгорода).

На полигоне НИРФИ “Васильсурск” установлен современный цифровой ионозонд CADI (www.sil.sk.ca), работающий в режиме патрульных наблюдений со съемом ионограмм раз в 15 мин. Выходная мощность ионозонда составляет 600 Вт, используется режим импульсного кодирования с использованием 13-битного кода Баркера с усреднением по 4 принятым импульсам. Такой режим работы ионозонда позволяет получать качественные ионограммы даже в условиях сильных помех. Точность определения критической частоты – не хуже 50 кГц.

В исследованиях ионосферы активно применяются методы анализа относительных изменений параметров ионосферы, причем, на разных временных интервалах. Так, можно увидеть отношение наблюдаемых и среднемесячных значений критических частот $foF2$ [Araujo-Pradere et al., 2005] и отношение $foF2$ для разных пар моментов времени $T1$ и $T2$ [Данилов и Константинова, 2011], часовые значения девиации $foF2$ между наблюдаемыми величинами и скользящим средним за 13 дней в % [Gordienko et al., 2011], значения разности текущих $foF2$ и 27-дневных скользящих средних [Kutiev et al., 2013; Иванникова и Котонаева, 2021], ежедневную среднюю девиацию $foF2$ между наблюдаемыми величинами и т.н. “синтетическими” в % [Perna and Pezzopane, 2016], деви-

ацию $foF2$, представляющую разность между текущими величинами и в выбранные спокойные дни [Danilov, 2001; Kane, 2005; Danilov and Konstantinova, 2021]. Каждая переменная вводилась для конкретных временных исследований: анализ изменчивости $foF2$ как функции местного времени, широты, сезона и геомагнитной активности, определение долговременных трендов $foF2$, отклик $foF2$ на общее изменение солнечной и геомагнитной активности. Отметим, что в большинстве работ ионосфера исследуется в периоды сильных геомагнитных бурь.

В данном исследовании временной интервал ограничивается месяцем (декабрь и май 2019 г.), и нас интересуют текущие относительные изменения $foF2$ как следствие влияния отдельных мощных солнечных событий.

Предложенный авторами для повышения точности анализа поведения во времени ионосферных параметров нестандартный ионосферный индекс [Sheiner et al., 2020], используемый в данной работе, основан на отклонении критической частоты ионосферного слоя $F2$ от средней за месяц, что, по сути, близко к переменной, используемой в работе [Araujo-Pradere et al., 2005].

При регулярных наблюдениях ионограмм обеспечивается непрерывная временная запись критической частоты $foF2$ в течение дня, каждое измеренное значение отмечается как $foF2_{jk}$, где j – номер точки в течение дня, k – номер дня в месяце.

Девиация $\Delta foF2$ в каждый момент регистрации ионограммы определяется как $\Delta foF2_{jk} = foF2_{jk} - \overline{foF2}_j$, где $\overline{foF2}_j = \sum_{k=1}^N foF2_{jk} / N$, N – число дней в месяце.

Дифференциальный параметр, предлагаемый нами для исследования данных вертикального и наклонного зондирования ионосферы, позволяет повысить чувствительность и устранить стационарные зависимости (например, исключить суточное поведение $foF2$, см. рис. 1).

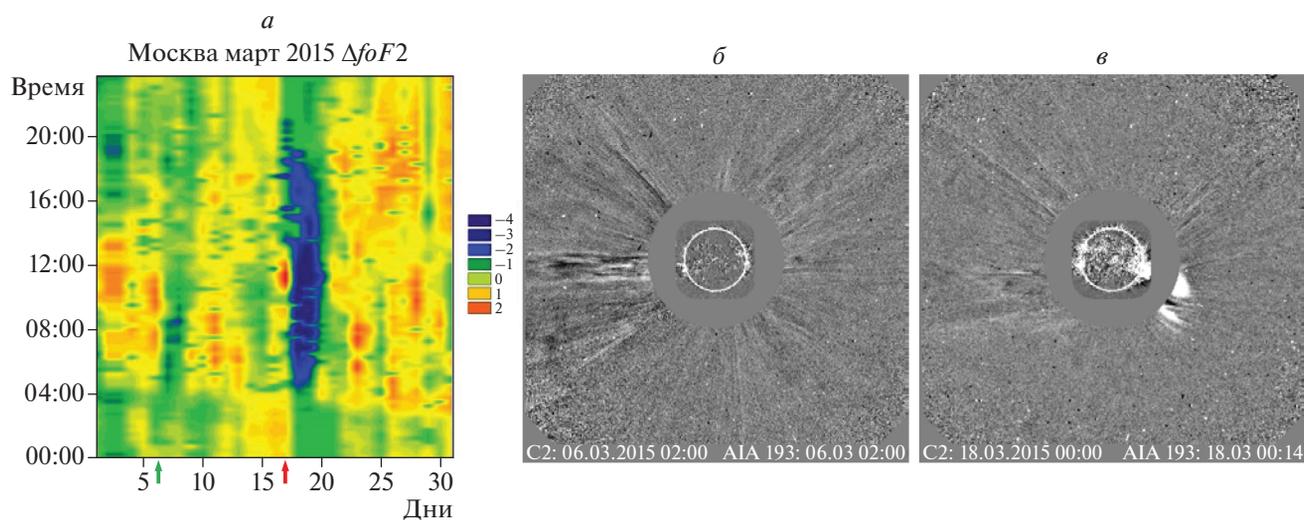


Рис. 2. Иллюстрация совместного анализа ионосферных данных и регистрации CME.

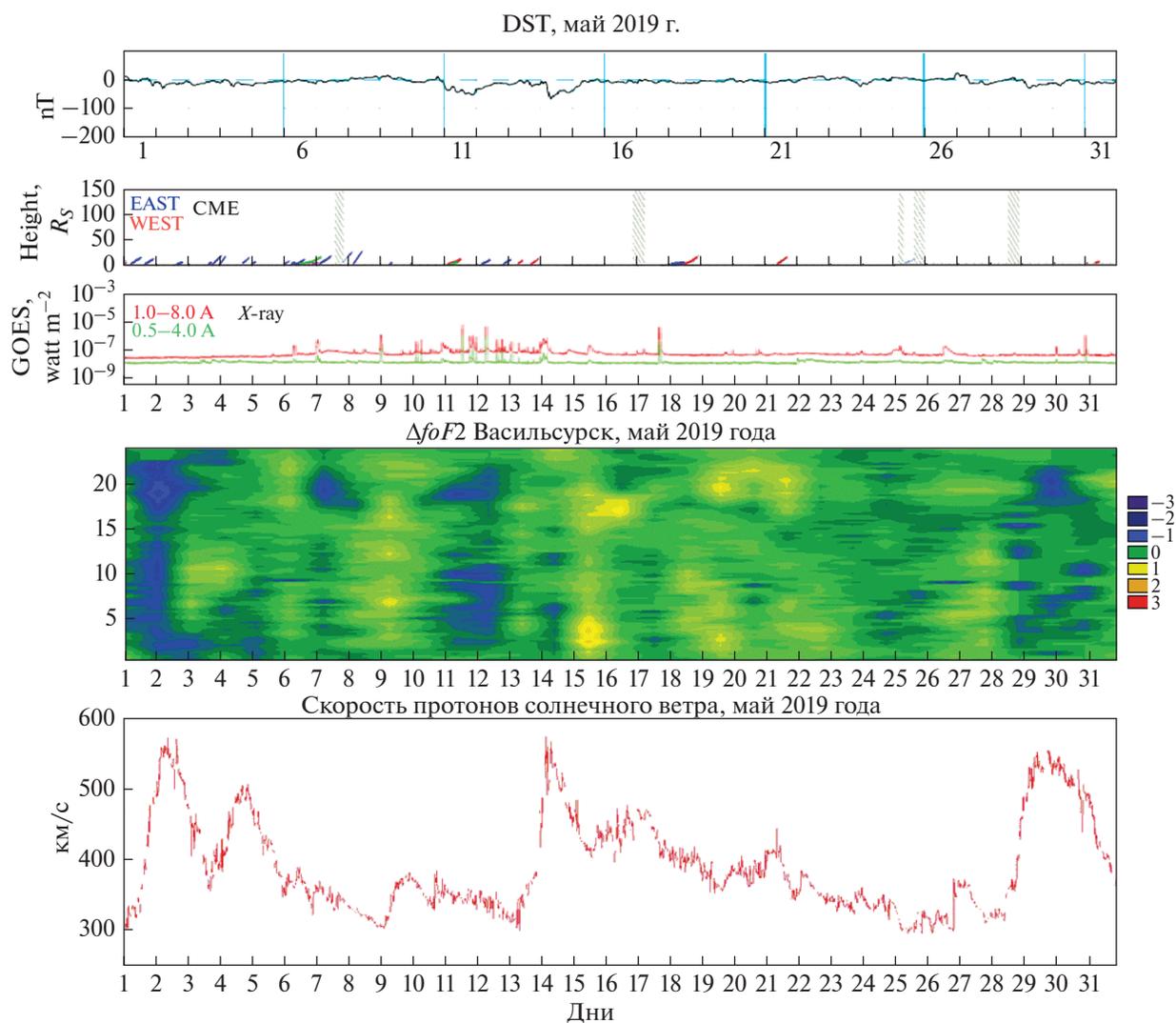


Рис. 3. Результаты совместного анализа $\Delta foF2$, поведения индекса Dst , регистрации CME, X-ray и скорости HSS за май 2019 г. Горизонтальная ось – дни месяца; левая вертикальная ось: для $\Delta foF2$ – время суток (ч, UT), для скорости HSS – значения (км/с).

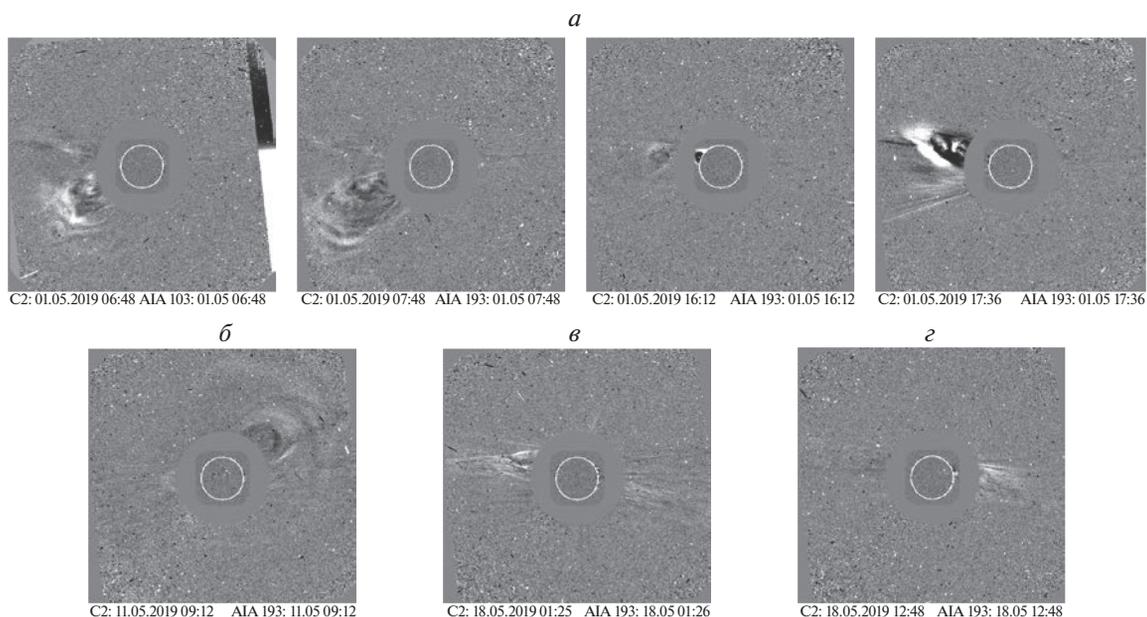


Рис. 4. Разностное изображение корональных выбросов масс (из Каталога CME SOHO LASCO).

Таким образом, предложенный для исследования нестандартный ионосферный индекс ($\Delta foF2$), основанный на отклонении временных изменений частот отражения радиосигнала от среднемесячных значений, измеренных с помощью станции вертикального зондирования, характеризует особенности поведения критической частоты слоя $F2$.

Анализ временного поведения ионосферного индекса и сравнение с данными регистрации корональных выбросов масс дает нам возможность понять, как CME влияет на критическую частоту слоя $F2$ ионосферы. В частности, установлено [Sheiner et al., 2020], что ионосферные возмущения $\Delta foF2$ зависят от величины скорости CME: большие амплитуды отклонений наблюдаются для CME со скоростями $100 < V < 700$ км/с, а CME с большими и меньшими скоростями оказывают меньшее влияние. Кроме того, наблюдается продолжительное снижение значений $\Delta foF2$ после начала CME типа *Loop*, тогда как после обнаружения других типов CME значительных изменений не наблюдается (см. рис. 2).

Рисунок 2а – временное поведение $\Delta foF2$ за март 2015 г., ст. Москва; горизонтальная ось – дни месяца; левая вертикальная ось – время суток (UT). Правая стрелка указывает время регистрации CME типа *Loop*, левая – типа *Jet*. Две правые панели рисунка – разностное изображение CME типа *Loop* (рис. 2в) и типа *Jet* (рис. 2б) из Каталога CME SOHO LASCO (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/). Детальный анализ временного поведения отклонения $\Delta foF2$ показывает, что после

начала CME типа *Loop* наблюдается длительное снижение значений $\Delta foF2$ (рис. 2а, в), и никаких изменений не наблюдается после начала CME типа *Jet* (рис. 2а, б). Заметим, предел применимости нестандартного ионосферного индекса при выяснении причин возникновения ионосферных возмущений оценивается по минимальной реакции индекса на воздействие. Согласно ранее использованным данным [Sheiner et al., 2020], величина предела применимости индекса составляет ~ 0.1 при установлении реакции корональных выбросов массы на критическую частоту слоя $F2$ ионосферы.

3. АНАЛИЗ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Остановимся подробно на данных солнечных и ионосферных наблюдений.

3.1. Наблюдения в мае 2019 г.

Наблюдается очень слабая солнечная активность: в рентгеновском излучении зарегистрированы вспышки в начале месяца, в основном, класса C1, C7, одна вспышка класса M1 (<https://www.solarmonitor.org>).

На рисунке 3 приведено временное поведение ионосферного индекса, полученного по данным вертикального зондирования ионосферы $foF2$ на полигоне НИРФИ ННГУ “Васильсурск”. Здесь же представлены данные о поведении индекса Dst (http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_provisional/), регистрации CME (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_

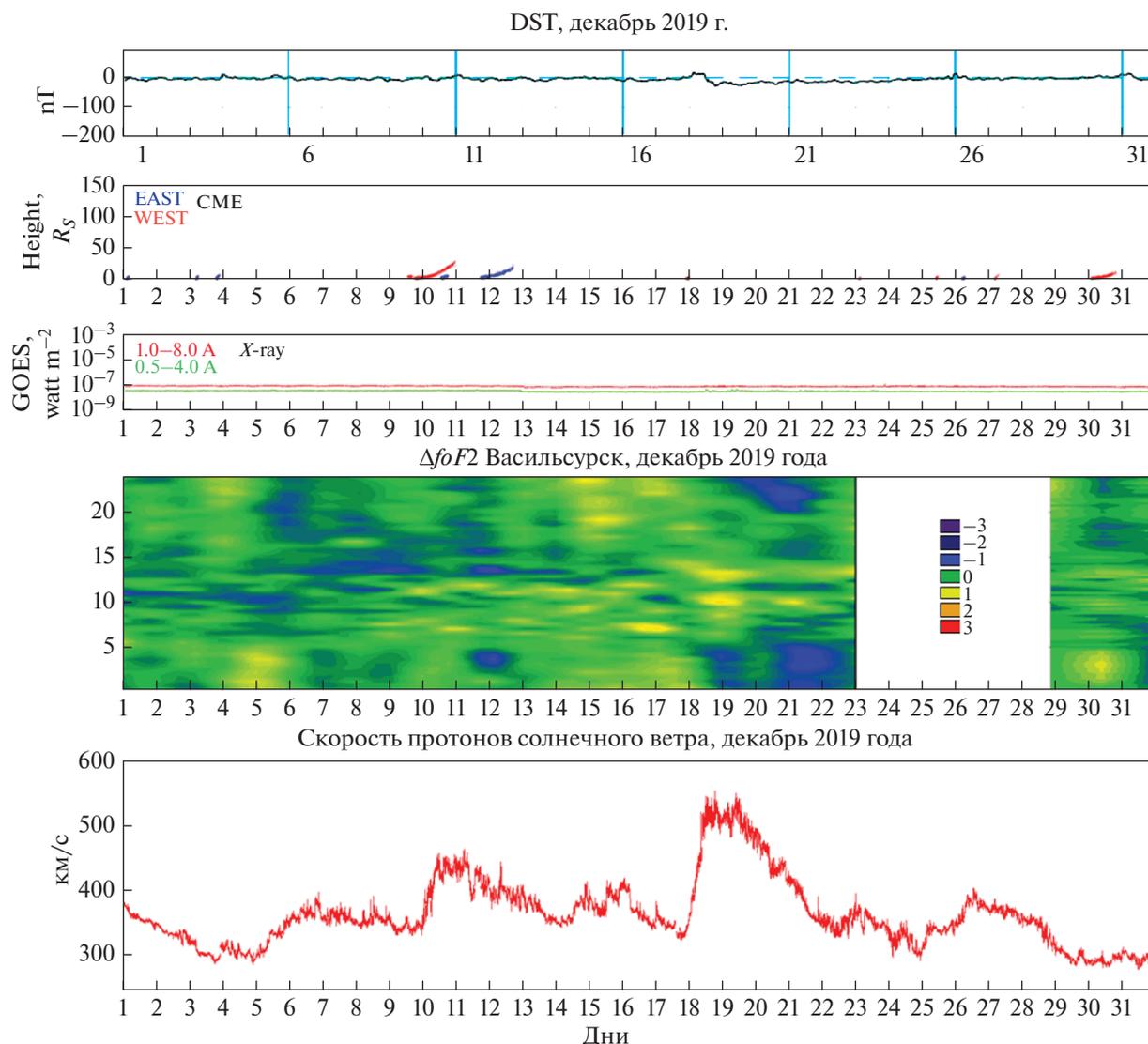


Рис. 5. Результаты совместного анализа $\Delta foF2$, поведения индекса Dst , регистрации CME, X-гау и скорости HSS за декабрь 2019 г. Горизонтальная ось – дни месяца; левая вертикальная ось: для $\Delta foF2$ – время суток (ч, UT), для скорости HSS – значения (км/с).

list/), рентгеновского излучения Солнца (<https://www.solarmonitor.org>) и о скорости протонов в солнечном ветре со спутника ACE RTSW (<http://www.srl.caltech.edu/ACE>) за май 2019 г.

Как видно из рис. 3, степень ионосферных возмущений различна в течение месяца. 02 мая регистрируется достаточно сильное уменьшение $\Delta foF2$ (до -1.5 МГц), что может быть связано с последствием нескольких CME типа *Loop*, зарегистрированных 01 мая со скоростями 328, 175 и 338 км/с (рис. 4а). В то же время зарождение CME на обратной стороне Солнца и направление распространения CME в сторону от Земли позволяет предположить определяющую роль HSS в появив-

шихся ионосферных возмущениях из-за их высокой скорости распространения: больше 550 км/с.

Уменьшение $\Delta foF2$ в конце дня 07 мая (до -0.8 МГц) может быть связано с регистрацией CME со скоростью 338 км/с утром 07 мая. Небольшая величина амплитуды может быть обусловлена направлением распространения выброса.

Анализируя аналогичное уменьшение $\Delta foF2$ 12 мая (до -0.8 МГц), приходим к выводу, что причиной такого возмущения можно считать CME типа *Loop* 11 мая, распространяющегося с меньшей скоростью (191 км/с), но в направлении большего воздействия на Землю (рис. 4б).

Слабое отрицательное ионосферное возмущение 14 мая (до -0.5 МГц), также как и небольшое

положительное (до +1.4 МГц) 15 мая, можно связать с реакцией ионосферы на прохождение высокоскоростного потока солнечного ветра со скоростью ~550 км/с.

Отметим, что оба СМЕ не петельного типа 18 мая (рис. 4в, г) не вызвали отрицательного ионосферного возмущения – уменьшения ионосферного индекса $\Delta foF2$. В то же время небольшие положительные значения $\Delta foF2$ (до +0.7 МГц) можно связать с реакцией ионосферы на упомянутые СМЕ.

Слабые отрицательные ионосферные возмущения (до –0.7 МГц), зарегистрированные в конце месяца, могут быть проявлением реакции ионосферы на высокоскоростной поток солнечного ветра со скоростью ~500 км/с.

3.2. Наблюдения в декабре 2019 г.

Период декабря 2019 г. на Солнце можно рассматривать, как спокойный: до 25 декабря не наблюдалось ни одной активной области (АО), в появившихся двух АО никаких даже слабых вспышек не зарегистрировано.

На рисунке 5 приведено временное поведение ионосферного индекса, полученного по данным вертикального зондирования ионосферы $foF2$ на полигоне НИРФИ ННГУ “Васильсурск”. Здесь же представлены данные о поведении индекса Dst (http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_provisional/), регистрации СМЕ (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/), рентгеновского излучения Солнца (<https://www.solarmonitor.org>) и о скорости протонов в солнечном ветре со спутника ACE RTSW (<http://www.srl.caltech.edu/ACE>) за декабрь 2019 г.

В записи солнечного рентгеновского излучения отсутствуют какие-либо изменения, характеризующие вспышечную активность. Поэтому причины возникающих ионосферных возмущений нужно искать в других ее проявлениях.

Устойчивые отрицательные возмущения $\Delta foF2$ величиной около –0.5 МГц, зарегистрированные 7–9 декабря в середине дня, по-видимому, не связаны с реакцией на солнечные явления: вспышки и СМЕ отсутствуют, а скорость HSS не превышает 400 км/с. Тогда как локальные отрицательные возмущения 12 декабря с амплитудой –1 МГц могут быть вызваны корональным выбросом масс 10 декабря (скорость 103 км/с). Отрицательные возмущения ионосферного индекса $\Delta foF2$, зарегистрированные 21–22 декабря такой же амплитуды (около –1 МГц), могут быть вызваны прохождением высокоскоростного потока солнечного ветра со скоростью ~550 км/с. А незначительные (амплитудой около –0.5 МГц) возмущения в конце дня 30 декабря обусловлены двумя, следующими друг за другом, корональ-

ми выбросами 30 декабря со скоростями 56 и 103 км/с.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование ионосферных возмущений по результатам вертикального зондирования ионосферы на полигоне НИРФИ ННГУ “Васильсурск” в мае и декабре 2019 г. с использованием нестандартного ионосферного индекса $\Delta foF2$. Рассмотрены причины возникновения и характер возмущений в ионосфере в периоды слабой вспышечной активности и спокойного Солнца.

Подтверждено наличие закономерностей во влиянии корональных выбросов массы на критическую частоту ионосферы:

- наблюдается продолжительное снижение значений $\Delta foF2$ после начала СМЕ типа *Loop*, тогда как после обнаружения других типов СМЕ значительных изменений не наблюдается;

- степень ионосферных возмущений (величина $\Delta foF2$) зависит от величины скорости СМЕ: амплитуда отклонения $\Delta foF2$ мала для низкой ($V \sim 100$ км/с) скорости СМЕ.

Отмечена возможная роль высокоскоростных потоков солнечного ветра в возникновении ионосферных возмущений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены по проекту № 0729-2020-0057 в рамках базовой части Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Данилов А.Д., Константинова А.В. Поведение критической частоты $foF2$ в различные моменты суток: 1. Зависимость от солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 51. № 2. С. 237–249. 2011.
- Иванникова А.Г., Котонаева Н.Г. Сравнительный анализ вариаций критической частоты слоя $F2$ ионосферы на станциях вертикального радиозондирования ионосферы различной широты при спокойных гелиогеофизических условиях / 19-я Международная конференция “Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса”. Москва. ИКИ РАН. 15–19 ноября 2021 г. XIX I.113. <http://conf.rse.geosmis.ru/>.
- Куницын В.Е., Назаренко М.О., Нестеров И.А., Падохин А.М. Влияние солнечных вспышек на ионизацию верхней атмосферы. Анализ ряда значительных событий 23-го и 24-го солнечных циклов // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. № 4. С. 95–101. 2015.
- Рубцов А.В., Малецкий Б.М., Данильчук Е.И., Смотров Е.Е., Шелков А.Д., Ясюкевич А.С. Возмущения ионосферы над Восточной Сибирью во время геомагнит-

- ных бурь 12–15 апреля 2016 г. // Солнечно-земная физика. № 1. С. 75–85. 2020.
- *Appleton E.V., Ingram L.J.* Magnetic storms and upper atmosphere ionization // *Nature*. V. 136. P. 548–549. 1935.
- *Araujo-Pradere E.A., Fuller-Rowell T.J., Codrescu M.V., Bilitza D.* Characteristics of the ionospheric variability as a function of season, latitude, local time, and geomagnetic activity // *Radio Sci.* V. 40. RS5009. 2005.
- *Balan N., Alleyne H., Walker S., Reme H., McCrea I., Aylward A.* Magnetosphere-ionosphere coupling during the CME events of 07–12 November 2004 // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 70. № 17. P. 2101–2111. 2008.
- *Berényi K.A., Barta V., Kis A.* Midlatitude ionospheric F2-layer response to eruptive solar events – caused geomagnetic disturbances over Hungary during the maximum of the solar cycle 24: A case study // *Adv. Space Res.* V. 61. № 5. P. 1230–1243. 2018.
- *Berkner L.V., Seaton S.L.* Systematic ionospheric changes associated with magnetic disturbances. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. V. 45. № 4. P. 419–423. 1940.
- *Berkner L.V., Wells H.W., Seaton S.L.* Ionospheric effects associated with magnetic disturbances. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. V. 44. № 3. P. 283–311. 1939.
- *Boteler D.H.* Geomagnetic Hazards to Conducting Networks // *Nat. Hazards*. V. 28. № 2–3. P. 537–561. 2003.
- *Burns A.G., Solomon S.C., Qian L.Y., Wang W., Emery B.A., Wiltberger M., Weimer D.R.* The effects of co-rotating interaction region/high speed stream storms on the thermosphere and ionosphere during the last solar minimum // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 83. P. 79–87. 2012.
- *Burns A.G., Solomon S.C., Wang W., Killeen T.L.* The ionospheric and thermospheric response to CMEs: Challenges and successes // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 69. P. 77–85. 2007.
- *Chapman S., Ferraro V.C.A.* A new theory of magnetic storms // *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. V. 40. № 4. P. 349–370. 1931.
- *Danilov A.D.* F2-region response to geomagnetic disturbances // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 63. № 5. P. 441–449. 2001.
- *Danilov A.D., Konstantinova A.V.* Behavior of f_oF_2 prior to geomagnetic storms according to Slough and Juliusruh data // *Adv. Space Res.* V. 67. P. 4066–4077. 2021.
- *Fridman V., Sheiner O., Krupenya N., Mityakova E., Rakhlin A.* CME effects on ionospheric condition // Abstracts of First SRAMP Conference. Session S5 “Solar Wind Effects on Ionospheric Convection”. Sapporo, October 2–6, 2000. P. 126. 2000.
- *Fujiwara H., Nozawa S., Ogawa Y.* Extreme ion heating in the dayside ionosphere in response to the arrival of a Coronal Mass Ejection on 12 March 2012 // *Ann. Geophysicae*. V. 32. № 7. P. 831–839. 2014.
- *Gordienko G.I., Vodyannikov V.V., Yakovets A.F.* Geomagnetic storm effects in the ionospheric E- and F-regions // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 73. P. 1818–1830. 2011.
- *Grandin M., Aikio A.T., Kozlovsky A.* Properties and geoeffectiveness of solar wind high-speed streams and stream interaction regions during solar cycles 23 and 24 // *J. Geophys. Res. Space*. V. 124. № 6. P. 3871–3892. 2019.
- *Gummow R.A.* GIC-effects on pipeline corrosion and corrosion control system // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 64. № 16. P. 1755–1764. 2002.
- *Hanuise C., Cerisier J.C., Auchère F. et al.* From the Sun to the Earth: impact of the 27–28 May 2003 solar proton events on the magnetosphere, ionosphere and thermosphere // *Ann. Geophysicae*. V. 24. № 1. P. 129–151. 2006.
- *Kane R.P.* Ionospheric f_oF_2 anomalies during some intense geomagnetic storms // *Ann.-Geophysicae*. V. 23. № 7. P. 2487–2499. 2005.
- *Kutiev I., Tsagouri I., Perrone L. et al.* Solar activity impact on the Earth’s upper atmosphere // *J. Space Weather Space Clim.* V. 3. A06. 2013.
- *Liu J., Liu L., Zhao B., Wei Y, Hu L, Xiong B.* High-speed stream impacts on the equatorial ionization anomaly region during the deep solar minimum year 2008 // *J. Geophys. Res.* V. 117. A10304. 2012.
- *Mavromichalaki H., Vassilaki A., Marmatsouri E.* A catalogue of high-speed solar-wind streams: Further evidence of their relationship to A_p -index // *Sol. Phys.* V. 115. P. 345–365. 1988.
- *Moore T.E., Peterson W.K., Russell C.T. et al.* Ionospheric mass ejection in response to a CME // *Geophys. Res. Lett.* V. 26. № 15. P. 2339–2342. 1999.
- *Mustajab F., Badruddin, Asiri H.* Study of the relative geoeffectiveness of high-speed solar wind streams of different speed and different durations // *Adv. Space Res.* V. 64. № 9. P. 1740–1750. 2019.
- *Perna L., Pezzopane M.* f_oF_2 vs solar indices for the Rome station: Looking for the best general relation which is able to describe the anomalous minimum between cycles 23 and 24 // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 148. P. 13–21. 2016.
- *Pulkkinen A., Bernabeu E., Thomson A. et al.* Geomagnetically induced currents: Science, engineering, and applications readiness // *Space Weather*. V. 15. № 7. P. 828–856. 2017.
- *Qiu N., Chen Y.H., Wang W.B., Gong J.C., Liu S.Q.* Statistical analysis of the ionosphere response to the CIR and CME in Mid-latitude regions // *Chinese J. Geophys. CH.* V. 58. P. 2250–2262. 2015.
- *Rakhlin A., Sheiner O., Vybornov F., Pershin A.* About factors of solar radiation influenced on the ionosphere // Proceedings IAU Symposium 335 “Space Weather on the Heliosphere: Processes and Forecasts”. P. 171–174. 2018.
- *Rodríguez-Zuluaga J., Radicella S.M., Nava B., Amory-Mazaudier C., Mora-Páez H., Alazo-Cuartas K.* Distinct responses of the low-latitude ionosphere to CME and HSSWS: The role of the IMF Bz oscillation frequency // *J. Geophys. Res. Space*. V. 121. P. 11528–11548. 2016.
- *Sheiner O.A., Fridman V.M., Krupenya N.D., Mityakova E.E., Rakhlin A.V.* Effect of solar activity on the Earth’ environment // Proc. Euroconference ESA SP-477. “Second Solar Cycle and Space Weather”. Ed. Huguette Sawaya-Lacoste. P. 479–481. 2002.
- *Sheiner O., Rakhlin A., Fridman V., Vybornov F.* New ionospheric index for Space Weather service // *Adv. Space Res.* V. 66. № 6. P. 1415–1426. 2020.
- *Turner N.E., Cramer W.D., Earle S.K., Emer B.A.* Geoefficiency and energy partitioning in CIR-driven and CME-driven storms // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 71. P. 1023–1031. 2009.

- *Valtonen E.* Space Weather Effects on Technology / Space Weather / Lecture Notes in Physics, V. 656. Ed. Scherer K., Fichtner H., Heber B., Mall U. Berlin. Heidelberg: Springer. P. 241–273. 2005.
- *Verkhoglyadova O.P., Tsurutani B.T., Mannucci A.J., Mlynczak M.G., Hunt L.A., Runge T.* Variability of ionospheric TEC during solar and geomagnetic minima (2008 and 2009): external high speed stream drivers // *Ann. Geophysicae*. V. 31. № 2. P. 263–276. 2013.
- *Watari S., Watanabe T.* High-speed streams from coronal holes and coronal mass ejections around the solar minimum of cycle 22 // *Adv. Space Res.* V. 25. № 9. P. 1863–1866. 2000.
- *Yermolaev Y.I., Lodkina I.G., Nikolaeva N.S., Yermolaev M.Yu.* Dynamics of large-scale solar wind streams obtained by the double superposed epoch analysis // *J. Geophys. Res. Space*. V. 120. № 9. P. 7094–7106. 2015.
- *Zhang J., Richardson I.G., Webb D.F. et al.* Solar and interplanetary sources of major geomagnetic storms ($Dst > 100$ nT) during 1996–2005 // *J. Geophys. Res.* V. 112. A10102. 2007.

СУБАВРОРАЛЬНОЕ СВЕЧЕНИЕ STEVE НАД ЯКУТИЕЙ ВО ВРЕМЯ СУББУРИ: АНАЛИЗ СОБЫТИЯ 1 МАРТА 2017 г.

© 2022 г. С. Г. Парников¹, *, И. Б. Иевенко¹, **, И. И. Колтовской¹, ***

¹Институт космических исследований и аэронауки им. Ю.Г. Шафера СО РАН
(ИКФИА СО РАН, ЯНЦ СО РАН), г. Якутск, Россия

*e-mail: parnikov@ikfia.ysn.ru

**e-mail: ievenko@ikfia.ysn.ru

***e-mail: koltik@ikfia.ysn.ru

Поступила в редакцию 07.12.2021 г.

После доработки 22.12.2021 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

Обнаруженная недавно узкая, вытянутая вдоль широты полоса субавроального свечения, имеющая лиловый оттенок, получила название STEVE (strong thermal emission velocity enhancement). Это свечение ассоциируется с чрезвычайно интенсивными ионными дрейфами (sub-auroral ion drift, SAID). В работе представлены данные первого в России наблюдения явления STEVE в окрестности зенита субавроальной станции Маймага (геомагнитные координаты 58°, 202°). Регистрация свечения осуществлялась цифровой камерой всего неба, оснащенной шестью интерференционными светофильтрами с полушириной пропускания 2 нм. Свечение STEVE возникло через ~40 мин после начала фазы развития суббури, полярнее ранее существовавшей SAR-дуги. В ходе совместного экваториального движения, область STEVE догнала красную дугу. Формирование свечения STEVE началось с возникновения неоднородностей, двигавшихся в западном направлении. Тепловое излучение STEVE с локальным усилением эмиссии 630.0 нм [OI] было вызвано SAID. Сигнатурой SAID в нашем случае, явилась скорость западного движения неоднородностей, составлявшая ~840 м/с. По мере приближения к зениту станции, неоднородности слились в непрерывную полосу, а затем и в узкую ленту свечения, которая просуществовала ~1 ч, при этом сместившись к экватору на ~190 км. В непрерывном спектре свечения, доминировала красная линия эмиссии [OI]. Рассчитана высота свечения STEVE.

DOI: 10.31857/S0016794022030130

1. ВВЕДЕНИЕ

С повышением качества и доступности современных фотоаппаратов, число любителей фотографировать полярные сияния неуклонно растет. Вооруженные высокочувствительными камерами и существующими сервисами по прогнозированию авроальных активизаций, в последнее время, фотографы любители все чаще и чаще стали сообщать о регистрации необычного типа полярных сияний. На фотографиях, полученных на субавроальных широтах, демонстрировалась узкая и вытянутая лента свечения (десять километров в направлении север-юг и тысячи километров в направлении восток-запад) лилового оттенка простирающаяся с востока на запад и часто сопровождаемая зелеными образованиями, в виде штакетника (в оригинале “Picket fence”, далее PF). Новое явление, по началу, перепутанное с протонными сияниями, получила шуточное название *Steve* в честь одного из персонажей мультфильма. Вслед за первооткрывателями (фотогра-

фами-любителями), вопросами происхождения доселе неизученного свечения занялись специалисты в области полярных сияний. Они сразу определили, что узкая лента свечения не связана с высыпанием протонов. Далее, был сделан вывод, что новое свечение вовсе не связано с высыпанием частиц, а вызвано сильным повышением скорости теплового излучения (*Strong Thermal Emission Velocity Enhancement*).

Так, в первой научной работе, посвященной этому явлению, название *Steve* превратилось в бэкроним STEVE [MacDonald et al., 2018]. Тут нужно отметить, что это природное явление, по всей вероятности, носит регулярный характер и могло быть зарегистрировано гораздо раньше, чем в наши дни. В работе [Hunnekuhl, MacDonald, 2020], посвященной пионеру изучения полярных сияний Карлу Штёрмеру (*Carl Stormer*), авторы отмечают, что еще в 1930-х гг. Штёрмер и его команда наблюдали отдельный вид субавроальных дуг, существующих экваториальнее ак-

тивных полярных сияний и даже смогли определить высоту этих дуг, сильно превышавшую высоту обычных полярных сияний.

В работах 1960–70-х гг., посвященных SAR (*Stable auroral red*)-дугам, например, [Barbier, 1960; Schaeffer and Jacka, 1971] так же отмечаются редкие случаи кратковременного усиления зеленой эмиссии в пределах границ красных дуг. В работе [Hoch et al., 1971] сообщалось, что полоса в эмиссии 557.7 нм наблюдалась на широтах SAR-дуги на протяжении ~50 мин, что как выяснилось позже, является характерным временем жизни STEVE. В наблюдениях субавроального свечения, регулярно проводимых в ИКФИА, так же, иногда регистрировалось кратковременное усиление зеленой эмиссии в виде узкой полосы на широтах SAR-дуги. Тем не менее, статья [MacDonald et al., 2018] является первой научной работой в которой был предложен общепринятый сейчас термин STEVE. В этой работе с привлечением наземной оптической аппаратуры и спутников Swarm Европейского космического агентства, авторы предположили, что новый вид субавроального свечения является оптическим проявлением SAID (*Subauroral Ion Drift*) [Spigo et al., 1979] (в российско-советской номенклатуре, это явление имеет свой термин – Поляризационный джет [Galperin et al., 1974; Степанов и др., 2017, монография]).

В работе [Gallardo–Lacourt et al., 2018] посвященной вопросам происхождения этого явления, авторы, сопоставив наземные наблюдения с пролетами спутника POES-17 пришли к выводу, что STEVE не связан с высыпаниями частиц. Дальнейшие исследования [Archer et al., 2019] на основе анализа нескольких событий, подтвердили гипотезу *MacDonald* и показали, что STEVE является сигнатурой чрезвычайно интенсивных SAID. Там же, авторы отметили MLT сектор наибольшей вероятности появления STEVE с 22 до 02 MLT. В работе [Gallardo–Lacourt et al., 2018] посвященной статистическому анализу явления, было показано, что STEVE появляется на субавроальных широтах примерно через 1 ч после начала суббури в конце фазы развития. Широтная протяженность STEVE составляет ~20 км, долготная ~2000 км. Средняя продолжительность явления составляет ~1 ч в течение которой STEVE смещается на ~50 км к экватору относительно своего первоначального местоположения.

Основной спектральной характеристикой STEVE, отличающего его от обычных сияний, является подъем континуума на всех длинах волн в диапазоне 400–700 нм с локальным усилением эмиссии 630.0 нм [OI] [Gillies et al., 2019; Harding, et al., 2020]. Усиление красной линии, свидетельствует о высоте свечения ≥ 200 км. В работе [MacDonald et al., 2018] высота STEVE была измерена в

диапазоне 170–230 км. В работе [Liang et al., 2019] была измерена высота двухслойного STEVE, авторы делают вывод, что основным источником яркости STEVE, является усиление континуума. В полосе, располагавшейся на высоте ≤ 150 км усиления красной линии не наблюдалось. В полосе, располагавшейся выше (~250 км) наблюдалось значительное повышение интенсивности красной эмиссии.

Как писалось выше, STEVE часто сопровождается PF. В работе [Archer et al., 2019] авторы, сопоставив любительские фотографии, сделанные из разных точек, сообщают, что высота PF составляет 95–150 км, тогда как STEVE наблюдается на высотах 130–270 км. Авторы предполагают, что PF и STEVE развиваются на очень близких или даже одинаковых силовых линиях.

Еще одной важной характеристикой субавроальной области являются SAR-дуги. Это субвизуальные, монохроматические дуги, отображающие плазмопаузу, являющиеся следствием взаимодействия внешней плазмосферы с кольцевым током [Cole, 1965]. Исследования в ИКФИА показали [Иевенко, 1993, 1995, 1999], что SAR-дуги появляются и/или уярчаются на фазе расширения суббури. Формирование SAR-дуг начинается в области экваториальной границы диффузного сияния (ДС). В случае длительной суббуревой активности SAR-дуга отделяется от ДС и движется в экваториальном направлении.

Несмотря на огромный интерес к новому явлению, практически во всех работах, посвященных STEVE, авторы признаются, что накопленного наблюдательного материала недостаточно для полного описания и понимания явления. Дальнейшее изучение, которого, приведет к более полному пониманию физики магнитосферно-ионосферного взаимодействия.

К сожалению, в настоящее время в российских научных журналах нет ни одной статьи посвященной проблеме STEVE. По всей вероятности, представленная статья является первой научной работой с результатами инструментальных наблюдений этого явления в России. В первую очередь, целью данной работы, является привлечение внимания отечественного читателя к прежде не изученному явлению в субавроальном свечении. В статье анализируются оптические данные регистрации STEVE в окрестности зенита станции наблюдений. Рассмотрены динамические, пространственные и спектральные характеристики свечения.

2. АППАРАТУРА И МЕТОДЫ АНАЛИЗА ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Наблюдения проводились на оптической ст. Маймага ИКФИА СО РАН (географическая

широта 63°N , долгота 130°E). Исправленные геомагнитные координаты станции равны 58°N и 202°E на эпоху 2015 г. Полночь магнитного локального времени (MLT) соответствует 00:50 LT или 15:50 UT. Регистрация свечения осуществлялась с помощью CCD камеры всего неба “Keo Sentry”, изготовленной фирмой “Keo Scientific Ltd.” (Канада). Камера имеет CCD прибор *PI Acton Pro-EM 1024B* и укомплектована шестью интерференционными светофильтрами с полушириной пропускания 2 нм. Фильтры центрированы на длины волн 557.7 и 630.0 [OI], 470.9 (N_2^+), 486.1 (H_β), 620.0 (континуум), 480.0 (континуум) нм.

Данные камеры всего неба представлены в этой работе в виде снимков в режиме автоконтраста и кеограмм в проекции на поверхность Земли для высоты свечения 190 км (методология определения высоты описана в разделе “Взаимное расположение STEVE и *Picket fence*. Высота STEVE”). Кеограммы были построены в исправленных геомагнитных координатах (CGMLat) на основе моделей геомагнитного поля DGRF/IGRF (<https://omniweb.sci.gsfc.nasa.gov/vitmo/cgm.html>). Эта же модель, была использована при вычислении угла наклона силовой линии в окрестности станции наблюдений. При построении кеограмм, от значений интенсивностей, полученных через эмиссионные фильтры, отнимались значения фоновых (для эмиссий 470.9 и 486.1 фоновым являлся канал 480.0 нм; для 557.7 и 630.0 нм, фон 620.0 нм).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Рассматриваемое событие происходило в предполуденном секторе MLT и не являлось стационарным, уровень магнитной активности в анализируемый период был высок ($K_p = 5$ – в интервале 12–15 UT). Суббури происходили до и после рассмотренного периода. Возникновению PF и STEVE предшествовала кратковременная, узкая протонная дуга, наблюдавшаяся в зените станции наблюдений и сопровождаемая геомагнитными пульсациями диапазона *Pc1* [Parnikov et al., 2020]. SAR-дуга, возникшая в результате предшествующих суббурь наблюдалась с ~11 UT, почти с самого начала наблюдений.

На рисунке 1 представлены данные среднеширотных магнитных станций 1 марта 2017 г. Станции подбирались таким образом, чтобы можно было определить положение центра начала развития суббури в ~12:45 UT, которая предшествовала наблюдениям STEVE. Знак и амплитуда вариаций компонент *X* и *Y* указывают на то, что центр этой суббуревой активизации находится восточнее Маймаги, в вечернем секторе MLT, в окрестности магнитного меридиана Магадана с последующим расширением на запад.

4. ДИНАМИКА И ИНТЕНСИВНОСТЬ STEVE, PF И SAR-ДУГИ

Ниже, на рисунках 2, 3 и 4 представлена широтно-долготная динамика явления. Анализируются снимки камеры всего неба, и кеограммы построенные с них, зарегистрировавшими STEVE во время наблюдений 1 марта 2017 г.

На рисунке 2 представлена динамика субавро-рального свечения в эмиссиях 630.0 и 557.7 нм время регистрации STEVE 1 марта 2017 г. Возникшая в результате более ранней магнитосферной активности SAR-дуга, наблюдалась в красной линии с начала рассмотренного периода. По мере усиления магнитосферной конвекции, красная дуга смещалась к экватору и в ~12:40 UT пересекла зенит станции наблюдений. Далее, произошла стабилизация широтной динамики дуги, экваториальнее зенита станции. На начало суббури в ~12:45 UT, красная дуга отреагировала резким уярчением и зигзагообразным изменением положения. По мере спада активности, дуга сместилась на север, перешла зенит станции и постепенно затухла в ~14:13 UT.

Формирование STEVE началось в 13:23 UT с возникновения неоднородностей свечения, зарегистрированных по всем каналам камеры. Неоднородности (пятна) двигались с востока на запад со скоростью ~840 м/с (рис. 3). Вытянутая вдоль широты полоса, заполненная неоднородностями, плавно двигалась в экваториальном направлении со скоростью ~45 м/с. Неоднородности возникли полярнее SAR-дуги (рис. 3). В ходе своего экваториального смещения, неоднородности догнали затухающую SAR-дугу. Ширина отдельно взятой неоднородности составляла ~80 км. По мере приближения к зениту станции, неоднородности сужались и с ~14:00 UT образовали непрерывную полосу, а затем и узкую ленту свечения шириной ~8 км. В это время увеличилась скорость экваториального смещения STEVE до ~55 м/с.

Своей кульминации (максимальной яркости и минимальной ширины) STEVE достиг в 14:20 UT (рис. 4). В виде узкой ленты свечения, STEVE просуществовал совсем не долго, ~10 мин. За это время, узкая лента сместилась в экваториальном направлении на ~30 км. К 14:30 UT, STEVE резко затухает с востока на запад. За время своего существования (~1 ч), STEVE сместился на ~190 км к экватору. До появления STEVE в эмиссии 557.7 нм в окрестности зенита станции, наблюдалась узкая протонная дуга с двумя активизациями в окрестности зенита станции в 12:45 и 13:05 UT. Так же, период регистрации STEVE, можно отметить кратковременными вспышками, в зеленой линии, идентифицируемыми на кеограммах в виде колебаний полярнее зенита станции. К 14:20 UT экваториальная граница ДС достигает зенита стан-

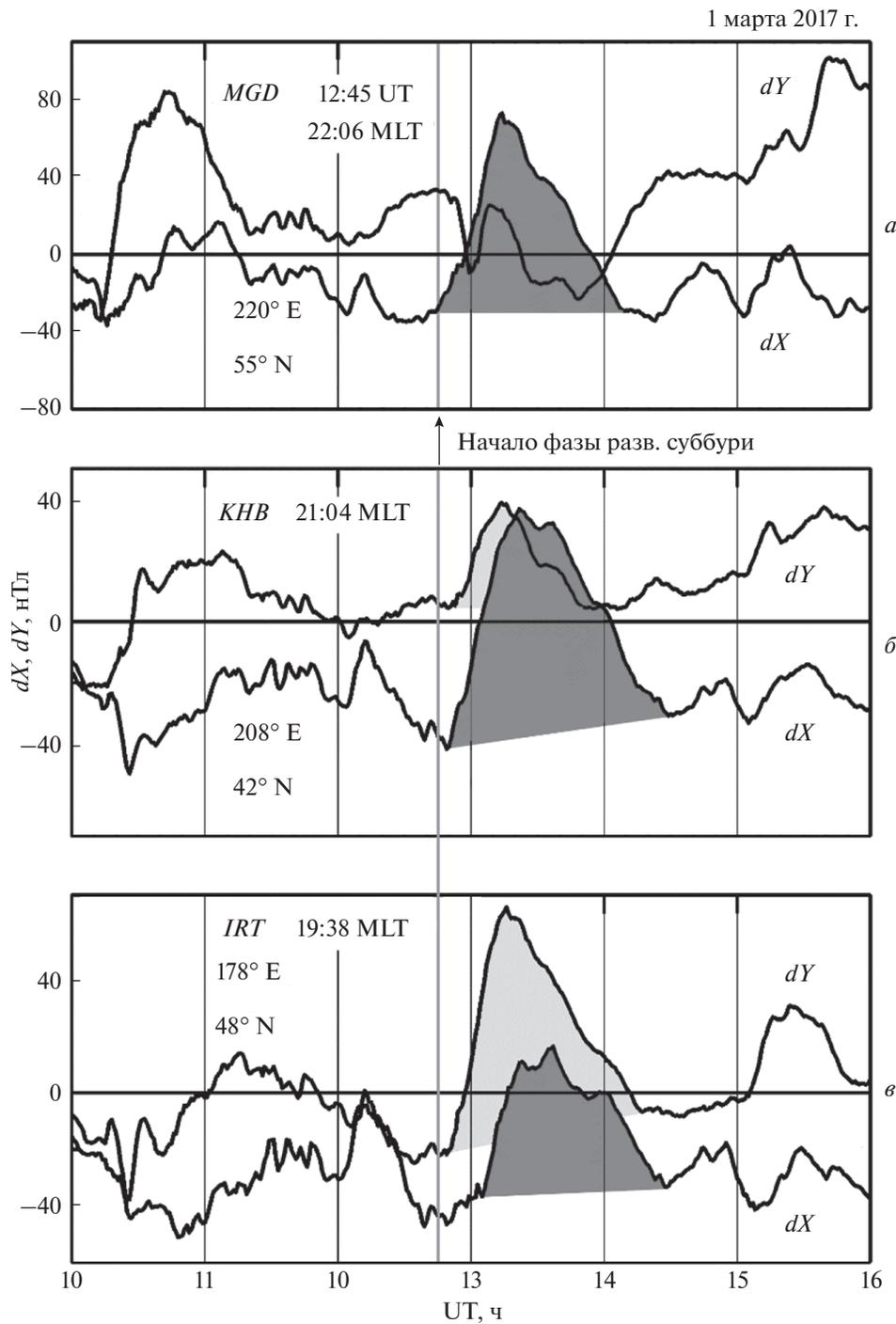


Рис. 1. Магнитограммы среднеширотных станций 1 марта 2017 г. (*a*, *b*, *e*) – вариации X и Y -компонент на трех магнитных меридианах: Магадан (MGD), Хабаровск (KHB) и Иркутск (IRT) соответственно. На магнитограммах указаны исправленные геомагнитные координаты станций и MLT начала расширения суббури. Стрелкой указано начало фазы развития очередной суббури, предшествовавшей возникновению STEVE.

ции наблюдений, а кратковременные вспышки в виде колец пересекают его (рис. 2б).

За несколько минут, до начала формирования STEVE (неоднородностей, регистрируемых по всем каналам и движущихся с востока на запад) полярнее широт будущего STEVE в зеленой эмис-

сии возникли образования, вытянутые вдоль силовых линий, действительно напоминающие штакетник (PF). Серии PF, движущихся с востока на запад, начались в 13:21 UT, после затухания протонной дуги (рис. 3). Иногда, серии отдельных PF вытягивались в сплошной забор, ориен-

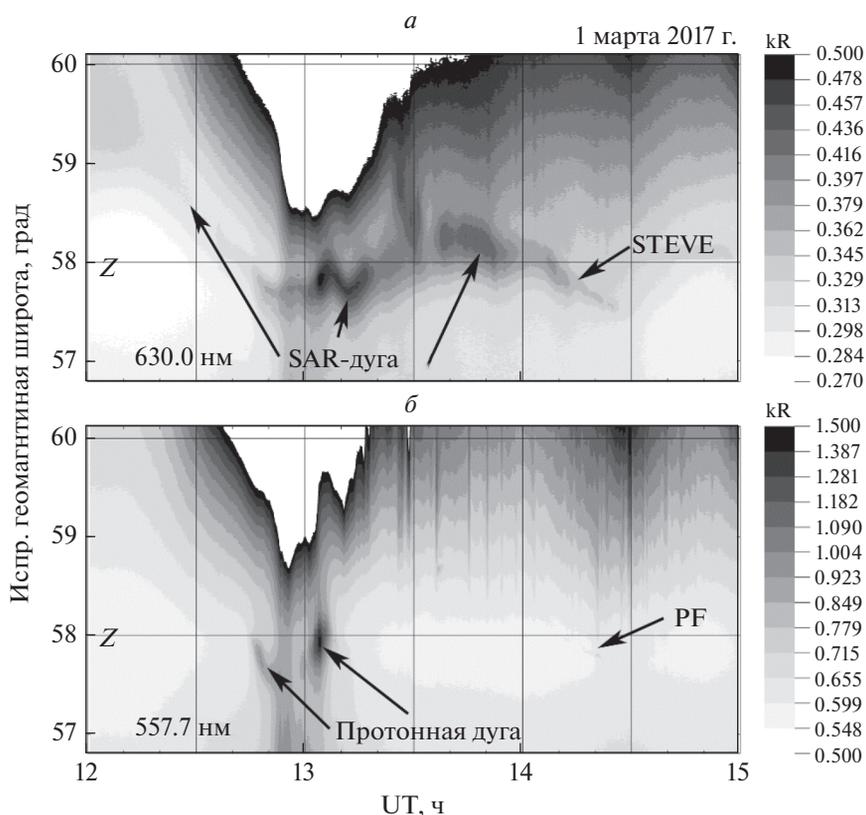


Рис. 2. Широтная динамика STEVE, SAR-дуги и протонного сияния во время наблюдений 1 марта 2017 г. (а, б) – кеограммы свечения для эмиссий 630.0 и 557.7 нм соответственно в проекции на поверхность Земли для высоты свечения 190 км. На кеограммах, Z – зенит станции наблюдений.

тированный вдоль широты. PF сопровождал STEVE в ходе экваториального смещения при этом, находясь полярнее его до пересечения магнитного зенита станции (12° зенитного угла к югу). После затухания STEVE, более яркий PF, регистрировался еще ~ 10 мин до 14:40 UT.

На рисунке 5 представлена широтная динамика STEVE в виде кеограмм с указанием абсолютной интенсивности свечения. В отличие от рис. 2, на этом рисунке в зеленой эмиссии, максимум интенсивности был принят за 800 Рэлей для наилучшей идентификации PF. Методика построения кеограмм такова, что с интенсивностями, полученных через эмиссионные каналы, отнимаются значения, полученные через фоновые (для эмиссий 557.7 и 630.0 нм, фоновым является канал 620.0 нм; для эмиссий 486.1 и 470.9 нм, фоновым является канал 480.0 нм) поэтому широтно-яркостная динамика особенно хорошо отслеживается в фоновых эмиссиях, от которых ничего не отнимается. На кеограммах, в эмиссиях 470.9 и 486.1 нм, после вычитания фона (480.0 нм), STEVE пропадает, что свидетельствует о равномерной интенсивности свечения на длинах волн 470.9; 480.0 и 486.1 нм. В эмиссии 557.7 нм слабое свечение STEVE (единицы Рэлей) [Gillies et al.,

2019]), сложно определить из-за высокой интенсивности свечения ночного неба и близости экваториальной границы ДС.

По фоновым каналам видно, что интенсивность неоднородностей с которых начал формироваться STEVE, а затем и широкой, непрерывной полосы в которую они слились составляла $\sim 2-3$ Рэлей. В конце своего существования с 14:20 по 14:30 UT STEVE резко сужается и его интенсивность достигает максимума в 12 Рэлей. В это же время (14:20 UT), в зеленой эмиссии наблюдалась непрерывная (сплошная) часть PF с отдельными максимумами вдоль нее. Интегральная интенсивность этой полосы с отдельными максимумами достигала 160 Рэлей (пример такой структуры хорошо виден на рис. 4).

На кеограмме в эмиссии 630.0 нм слабое свечение STEVE начало идентифицироваться только после затухания более яркой SAR-дуги.

При сравнении кеограмм в эмиссиях 620.0 и 630.0 нм, видно, что на всем временном интервале существования STEVE, SAR-дуга находилась экваториальнее. Так, к моменту времени 13:50 UT экваториальная граница STEVE достигла географического зенита станции. Тогда как та же грани-

1 марта 2017 г.

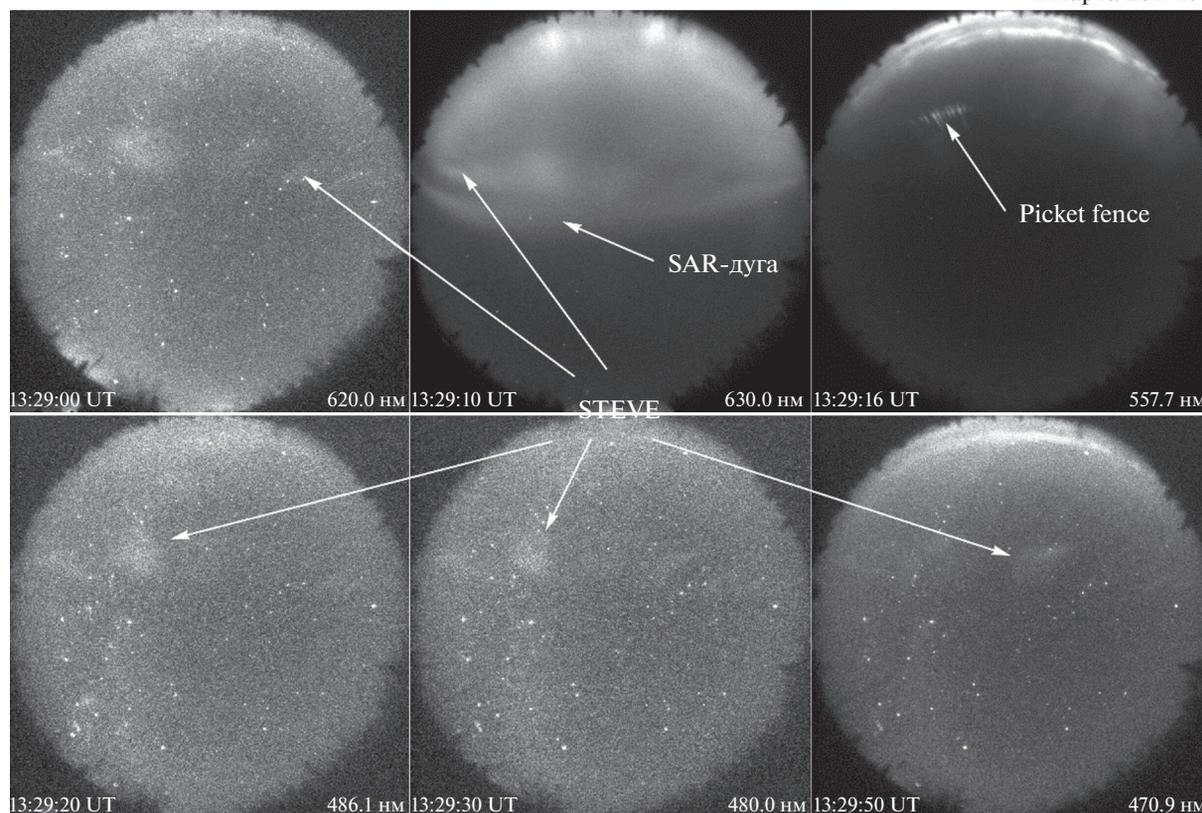


Рис. 3. Снимки всего неба в разных эмиссиях в режиме автоконтраста во время наблюдений 1 марта 2017 г. Время и длины волн эмиссий указаны на снимках. Направления сторон света на кадрах: слева – запад, сверху – север.

1 марта 2017 г.

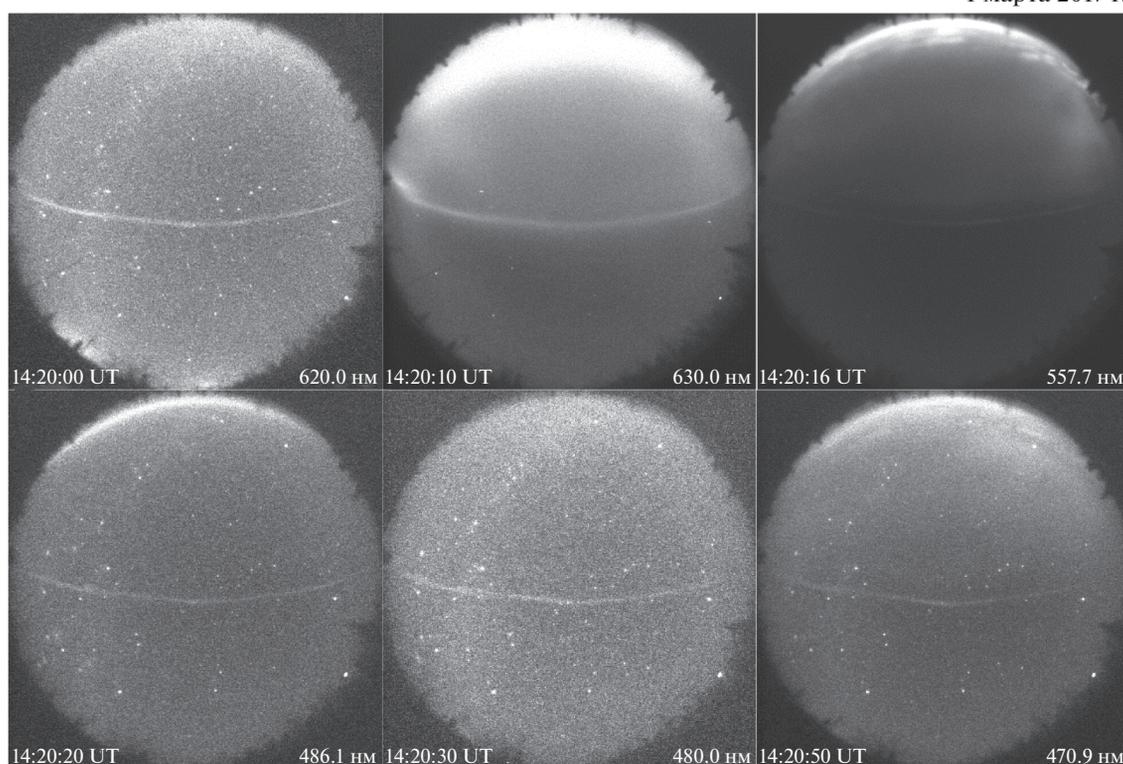


Рис. 4. Снимки всего неба в разных эмиссиях в режиме автоконтраста во время наблюдений 1 марта 2017 г.

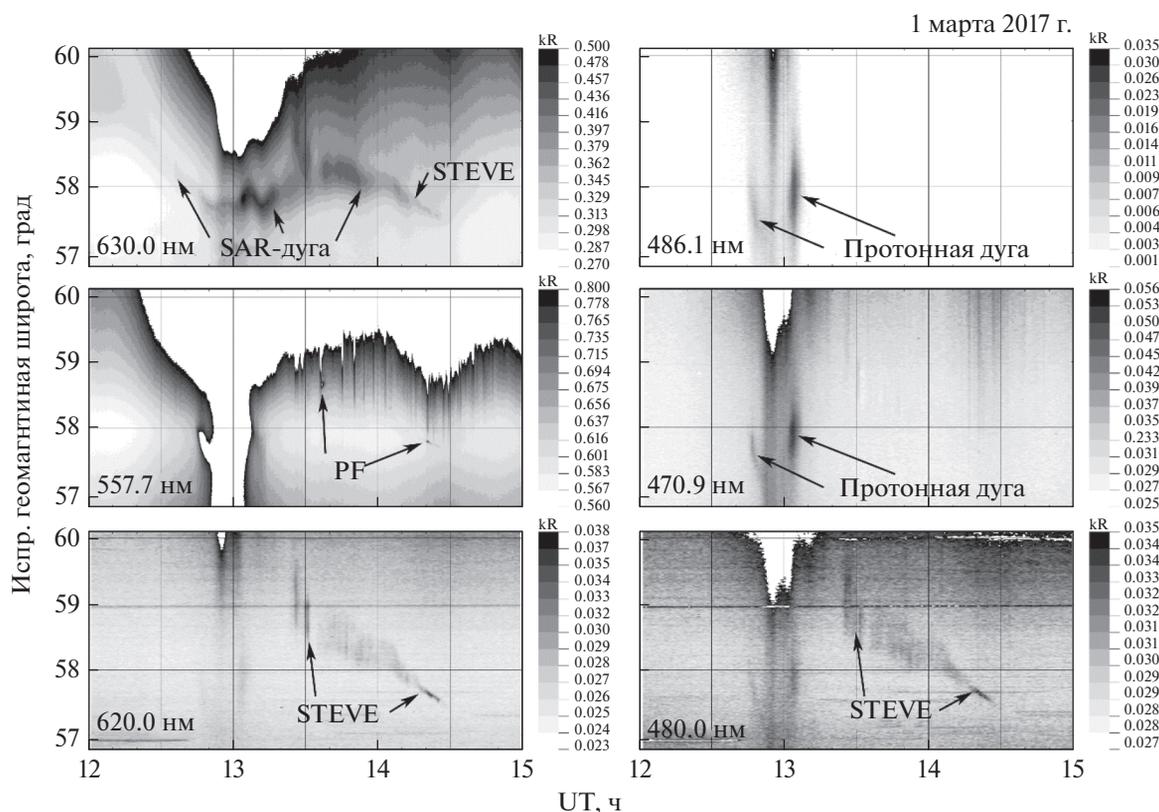


Рис. 5. Широтная и яркостная динамика субаврорального свечения в окрестности зенита станции наблюдений (Z) в разных эмиссиях во время наблюдений 1 марта 2017 г. Обозначения осей как на рис. 2.

ца SAR-дуги с начала рассмотренного периода вплоть до самого затухания, находилась экваториальнее зенита станции. Скорость экваториального смещения STEVE была выше чем у красной дуги и к моменту ее затухания STEVE догоняет дугу. При этом, происходит частичное перекрытие двух форм свечения, но даже к моменту затухания (14:13 UT), южная и северная границы SAR-дуги находились экваториальнее тех же границ STEVE. После затухания красной дуги, динамика и положение максимумов интенсивности STEVE в двух эмиссиях идентична, но нужно отметить, что в эмиссии 630.0 нм, границы STEVE были шире. Интенсивность STEVE в этой же эмиссии была гораздо выше интенсивности континуума и составляла $\sim 20\text{--}30$ Рэлей.

5. ВЗАИМНОЕ РАСПОЛОЖЕНИЕ STEVE И PICKET FENCE. ВЫСОТА STEVE

Как указано выше (см. Введение), PF и STEVE возникают на разных высотах. На рисунке 6 показана схема, объясняющая расхождение и сходжение широтных разрезов свечения двух структур вне и в области магнитного зенита (MZ). Темно- и светло-серые кружки, обозначающие STEVE и PF соответственно, будут наблюдаться на разных

зенитных углах полярнее и южнее MZ . В области MZ , обе структуры будут наблюдаться на одном зенитном угле. Рассматривая треугольник с вершинами O , S и P с заданными зенитными углами m , $b1$ и $b2$ и высотой вершины P , легко рассчитать высоту вершины S . Задав высоту свечения PF равной 110 км, мы рассчитали высоту свечения STEVE. Высота оказалась равна ~ 190 км.

На рисунке 7 представлен широтный разрез STEVE (620.0 и 630.0 нм) и PF (557.7 нм) в ограниченном интервале зенитных углов вдоль меридиана наблюдений. На широте станции, MZ наклонен к югу от географического на $\sim 12^\circ$. Таким образом, зенитный угол MZ составляет $\sim 78^\circ$. На кеограммах, построенных в зенитных углах видно (здесь не представлено), что STEVE достиг MZ в $\sim 14:21$ UT. Из этих соображений, сканы (рис. 7) были построены для моментов времени: до, во время и после пересечения STEVE и PF магнитного зенита станции. В 14:18 UT, PF находился на 1° севернее STEVE. Его интенсивность составляла ~ 12 Рэлей. Интенсивность STEVE в это время, в эмиссиях 620.0 и 630.0 нм была равна ~ 4 и ~ 20 Рэлей соответственно. В момент пересечения MZ (14:21 UT), профили свечения STEVE и PF совпали. Интенсивности обеих структур увеличились и достигали значений: STEVE ~ 9 и

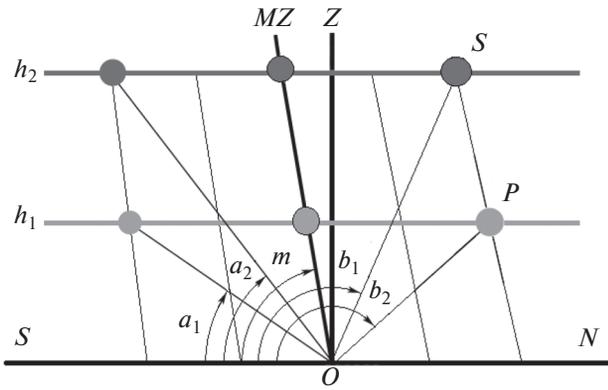


Рис. 6. Схема, демонстрирующая расхождение и схождение светящихся структур, протекающих на одной силовой линии, на разных высотах. h_1 и h_2 – высоты свечения структур ($h_1 < h_2$). a_1 , a_2 , b_1 и b_2 – зенитные углы, отсчитываемые с южного горизонта, на которых наблюдаются структуры. m – зенитный угол магнитного зенита, отличающийся от географического на $(90 - m)^\circ$. Z и MZ – географический и магнитный зенит точки наблюдений. O , P и S – вершины треугольника, используемого для вычисления высоты STEVE.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Выше, мы представили результаты наблюдения STEVE на субаврооральной станции Маймага. Регистрация свечения осуществлялась высокочувствительной цифровой камерой всего неба, оснащенной шестью интерференционными светофильтрами с полушириной пропускания 2 нм. Рассмотренный период протекал на фоне регулярных суббуревых инжекций. В силу этого, в окрестности зенита станции произошли необычные оптические явления. Так, с самого начала рассмотренного периода, полярнее станции, наблюдалась SAR-дуга, плавно смещавшаяся в экваториальном направлении. На суббурю с началом фазы развития в ~12:45 UT красная дуга реагирует усилением интенсивности. В эмиссии 486.1 нм (H_β) в окрестности зенита станции, возникла узкая протонная полоса с двумя активизациями в ~12:45 и ~13:05 UT. Так же, как отмечено в некоторых работах, например [Gallardo-Lacourt et al., 2018; Liang et al., 2019] STEVE возникает через ~40 мин после начала фазы развития суббури, полярнее существующей SAR-дуги. При этом, в нашем случае, формирование STEVE началось с возникновения неоднородностей, двигавшихся вдоль широты в западном направлении. Неоднородности наблюдались по всем длинам волн, регистрируемым камерой. Ширина отдельно взятой неоднородности составляла ~80 км. Скорость западного смещения неоднородностей составляла ~840 м/с, что является сигнатурой SAID. По мере приближения к зениту станции, неоднородности образовали непрерывную полосу, а затем и узкую ленту свечения шириной ~8 км и имеющую максимальную яркость за все время существования структуры. В общей сложности с момента на-

~25 Рэлей в эмиссиях 620.0 и 630.0 нм, соответственно; PF ~ 85 Рэлей. После пересечения MZ в 14:25 UT, PF находится на 1° южнее STEVE. Интенсивности структур снова снизились и составляли значения: ~6 и ~22 Рэлей (620.0 и 630.0 нм, соответственно), PF ~14 Рэлей. На всех трех сканах видно, что угловые размеры STEVE на длине волны 620.0 нм и PF были примерно одинаковы. Размеры STEVE в эмиссии 630.0 нм превышали размеры той же структуры на длине волны 620.0 нм.

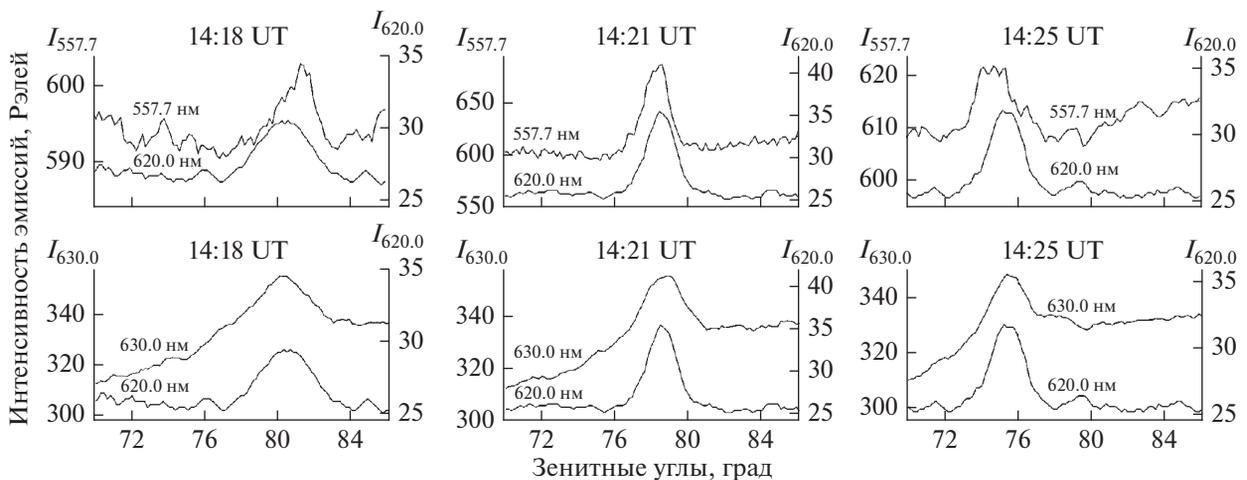


Рис. 7. Широтные разрезы (сканы) свечения STEVE и PF в окрестности магнитного зенита станции наблюдений в разных эмиссиях. Время сканов и длины волн эмиссий указаны на рисунках. По горизонтальной оси отложены зенитные углы, отсчитываемые с южного горизонта. По вертикальным шкалам (слева и справа), отложены интенсивности свечения соответствующих эмиссий.

чала регистрации отдельных неоднородностей до затухания узкой ленты свечения, STEVE просуществовал ~ 1 ч, сместившись за это время на ~ 190 км к экватору. Скорость экваториального смещения неоднородностей, сплошной полосы и наконец, узкой ленты свечения росла по мере сужения с ~ 45 до 55 м/с.

Возникший полярнее SAR-дуги STEVE, обладал большей скоростью экваториального смещения и в ходе совместного экваториального движения, нагнал красную дугу у зенита станции наблюдений. К моменту затухания красной дуги, произошло частичное наложение широтных границ двух структур, но все же, северная и южная границы SAR-дуги были экваториальнее тех же границ STEVE.

В спектральных характеристиках STEVE, полученных в меру возможностей нашей камеры, можно отметить, следующее: Свечение в структуре присутствует на всех длинах волн, регистрируемых камерой. В фоновых эмиссиях 480.0 и 620.0 нм и вероятно, к ним можно отнести, в отсутствие ярких сияний, и эмиссии 470.9 (N_2^+) и 486.1 (H_β), свечение происходит равномерно с интенсивностью в несколько Рэлей. Максимальной яркости в ~ 12 Рэлей, по этим каналам, STEVE достигает в конце своего существования, когда ширина его минимальна. Интенсивность красной эмиссии [OI] (630.0 нм) в свечении STEVE гораздо выше интенсивности континуума и составляла ~ 20 – 30 Рэлей. Границы структуры в этой эмиссии шире, чем границы в остальных эмиссиях. Вероятно, это связано с инерционностью красного свечения ввиду долгого (110 с) пребывания атома кислорода в возбужденном состоянии при переходе с уровня $O(^1D)$ на $O(^3P)$.

В эмиссии 557.7 нм слабое свечение STEVE (единицы Рэлей) [Gillies et al., 2019], сложно определить из-за высокой интенсивности свечения ночного неба и близости экваториальной границы ДС. Хотя нужно отметить, что попадают редкие кадры с одновременной регистрацией STEVE и PF в эмиссии 557.7 нм (здесь не представлено). В ходе экваториального смещения, STEVE сопровождал PF. Серии кратковременных PF, двигавшихся так же в западном направлении, возникли за несколько минут до появления неоднородностей, регистрируемых по всем каналам. Широтные границы STEVE и PF совпадали. Факт схождения границ двух структур в магнитном зените станции, свидетельствует о протекании этих явлений вдоль одних силовых линий. Наблюдаемый исключительно в эмиссии 557.7 нм PF имел гораздо большую интенсивность, достигавшую значений в ~ 160 Рэлей. Так же, можно отметить что, по всей вероятности, PF имеет непрерывную составляющую, интенсивность которой, так же, выше интенсивности свечения STEVE в области

континуума. Рассчитанная высота свечения STEVE (с учетом заданной высоты свечения PF равной 110 км) оказалась равна 190 км.

Подытоживая вышесказанное, нужно отметить, что в статье представлены первые результаты анализа данных инструментальной регистрации STEVE на станции Маймага. На факт регистрации STEVE, а не любого другого субаврорального свечения, указывают спектральные и динамические характеристики свечения, а также условия возникновения явления (STEVE возник через ~ 40 мин после начала фазы развития суббури полярнее ранее существовавшей SAR-дуги) [MacDonald et al., 2018; Gallardo–Lacourt et al., 2018]. Резюмируя современное состояние вопроса происхождения STEVE [MacDonald et al., 2018; Archer et al., 2019 и т.д.] можно сказать, что в рассмотренном случае, свечение вызвано развившимся в поле зрения камеры SAID на фоне суббури. На это косвенно указывают скорость западного движения неоднородностей, характерная для SAID. Нагрев и последующее излучение тепловой эмиссии с равномерным подъемом интенсивности континуума происходило благодаря деятельности SAID. При этом, в нашем случае, была локально усилена эмиссия 630.0 нм [OI] обусловленная большой высотой STEVE (~ 190 км) и низким потенциалом возбуждения (1.96 эВ).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании высокочувствительных инструментальных измерений в различных эмиссионных линиях свечения атмосферы цифровой камерой всего неба явления STEVE, в окрестности зенита станции Маймага, получены следующие научные результаты:

– Спектральные и динамические характеристики, а также условия возникновения, дают основание полагать, что в период с $\sim 13:23$ по $\sim 14:40$ UT, нами был зарегистрирован STEVE. STEVE возник через ~ 40 мин после начала фазы развития суббури. Тепловое излучение STEVE было вызвано деятельностью SAID.

– Формирование STEVE началось с возникновения неоднородностей, регистрируемых по всем каналам камеры, двигавшихся вдоль широты с востока на запад. Скорость западного движения неоднородностей составляла ~ 840 м/с что, по нашему мнению, является сигнатурой SAID. Неоднородности возникли полярнее существовавшей SAR-дуги и догнали ее в ходе совместного экваториального смещения. Скорость экваториального смещения составляла ~ 50 м/с. По мере приближения к зениту станции, неоднородности слились в полосу, а затем и в узкую ленту свечения шириной ~ 8 км. В общей сложности, начиная с возникновения неоднородностей, заканчивая за-

туханием узкой полосы, STEVE просуществовал ~1 ч, сместившись при этом к экватору на ~190 км.

– Показано, что PF и STEVE протекают на одних силовых линиях. Рассчитанная высота свечения STEVE равна ~190 км. Интенсивность свечения STEVE в эмиссиях 486.1; 470.9; 480.0; и 620.0 нм составляла единицы Рэлей. В эмиссии 630.0 нм [OI] интенсивность составляла ~20–30 Рэлей, причиной этому является низкий потенциал возбуждения и большая высота STEVE. Границы структуры в этой эмиссии были шире, чем в остальных. Это связано с инерционностью красной линии [OI].

Представленная детальная картина пространственных вариаций структур и их интенсивностей будет использована в построении физической картины развития феномена STEVE.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания № АААА-А21-121011990007-1 при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 21-55-50013.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Иевенко И.Б.* Динамика диффузного аврорального свечения и SAR-дуги в период суббури // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 33. № 5. С. 42–57. 1993.
- *Иевенко И.Б.* Пульсирующие высыпания частиц в области SAR-дуги вследствие суббури // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 35. № 3. С. 37–46. 1995.
- *Иевенко И.Б.* Воздействие магнитосферной активности на плазмосферу по наблюдениям диффузного сияния и SAR-дуги // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 39. № 6. С. 26–32. 1999.
- *Степанов А.Е., Халипов В.Л., Голиков И.А., Бондарь Е.Д.* Поляризационный джет: узкие и быстрые дрейфы субавроральной ионосферной плазмы. Якутск: Издательский дом СВФУ. 176 с. 2017.
- *Archer W.E., Gallardo-Lacourt B., Perry G.W., St-Maurice J.P., Buchert S.C., Donovan E.* Steve: The optical signature of intense subauroral ion drifts // Geophys. Res. Lett. V. 46. № 12. P. 6279–6286. 2019. <https://doi.org/10.1029/2019GL082687>
- *Archer W.E., St-Maurice J.P., Gallardo-Lacourt B., Perry G.W., Cully C.M., Donovan E., Gillies D.M., Downie R., Smith J., Eurich D.* The vertical distribution of the optical emissions of a Steve and Picket fence event // Geophys. Res. Lett. V. 46. № 19. P. 10719–10725. 2019. <https://doi.org/10.1029/2019GL084473>
- *Barbier D.* L'arc Auroral Stable // Ann. Geophys. V. 16. № 4. P. 544–549. 1960.
- *Harding B.J., Mende S.B., Triplett C.C., Wu Y.-J.J.* A Mechanism for the STEVE continuum emission // Geophys. Res. Lett. V. 47. № 7. e2020GL087102. 2020. <https://doi.org/10.1029/2020GL087102>

– *Cole K.D.* Stable auroral red arcs, sinks for energy of *Dst* Main phase // J. Geophys. Res. V. 70. № 7. P. 1689–1706. 1965. <https://doi.org/10.1029/JZ070i007p01689>

– *Gallardo-Lacourt B., Liang J., Nishimura Y., Donovan E.* On the origin of STEVE: Particle precipitation or ionospheric skyglow? // Geophys. Res. Lett. V. 45. № 16. P. 7968–7973. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018GL078509>

– *Gallardo-Lacourt B., Nishimura Y., Donovan E., Gillies D.M., Perry G.W., Archer W.E., Nava O.A., Spanswick E.L.* A statistical analysis of STEVE // J. Geophys. Res.: Space Physics. V. 123. № 11. P. 9893–9905. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018JA025368>

– *Galperin Yu.L., Ponomarev V.N., Zosimova A.G.* Plasma convection in the polar ionosphere // Annales de Geophysique V. 30. № 1. P. 1–7. 1974.

– *Gillies D.M., Donovan E., Hampton D., Liang J., Connors M., Nishimura Y., Gallardo-Lacourt B., Spanswick E.* First observations from the TReX spectrograph: The optical spectrum of STEVE and the picket fence phenomena // Geophys. Res. Lett. V. 46. № 13. P. 7207–7213. 2019. <https://doi.org/10.1029/2019GL083272>

– *Hoch R.J., Smith L.L., Clark K.C.* $\lambda 5577$ [OI] and $\lambda 4278$ N_2^+ emissions in a SAR arc // J. Geophys. Res. V. 76. № 31. P. 7663–7668. 1971. <https://doi.org/10.1029/JA076i031p07663>

– *Hunnekuhl M., MacDonald E.* Early ground-based work by auroral pioneer Carl Störmer on the high-altitude detached subauroral arcs now known as “STEVE” // Space Weather V. 18. № 3. e2019SW002384. 2020. <https://doi.org/10.1029/2019SW002384>

– *Liang J., Donovan E., Connors M., Gillies D., St-Maurice J.P., Jackel B., Gallardo-Lacourt B., Spanswick E., Chu X.* Optical spectra and emission altitudes of double-layer STEVE: A case study // Geophys. Res. Lett. 2019. V. 46. № 23. P. 13630–13639. <https://doi.org/10.1029/2019GL085639>

– *MacDonald E.A., Donovan E., Nishimura Y. et al.* New science in plain sight: Citizen scientists lead to the discovery of optical structure in the upper atmosphere // Sci. Adv. V. 4. № 3. eaaq0030. 2018. <https://doi.org/10.1126/sciadv.aaq0030>

– *Parnikov S.G., Ievenko I.B., Baishev D.G., Koltovskoy I.I.* Proton aurora observation as a result of ion cyclotron instability / Proc. SPIE 11560. 26th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics, Atmospheric Physics. 1156086. Moscow. 6–10 July 2020. 2020. <https://doi.org/10.1117/12.2575266>

– *Schaeffer R.C., Jacka F.* Stable auroral red arc observed from Adelaide during 1967–69 // J. Atmos. and Solar-Terrest. Phys. V. 33. № 2. P. 237–250. 1971. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(71\)90200-5](https://doi.org/10.1016/0021-9169(71)90200-5)

– *Spiro R.W., Heelis R.A., Hanson W.B.* Rapid subauroral ion drifts observed by Atmospheric Explorer C // Geophys. Res. Lett. V. 6. № 8. P. 657–660. 1979. <https://doi.org/10.1029/GL006i008p00657>

УДК 621.391.01

АЛГОРИТМ КОМПЕНСАЦИИ ИСКАЖЕНИЙ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПО СПУТНИКОВЫМ ИОНОСФЕРНЫМ РАДИОЛИНИЯМ

© 2022 г. В. В. Батанов¹, Л. Е. Назаров^{1, 2}, *¹Информационные спутниковые системы им. акад. М.Ф. Решетнева,
г. Железногорск (Красноярский край), Россия²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
г. Фрязино (Московская обл.), Россия

*e-mail: levnaz2018@mail.ru

Поступила в редакцию 14.10.2021 г.

После доработки 28.02.2022 г.

Принята к публикации 30.03.2022 г.

Дано описание распространения сигналов по спутниковым ионосферным радиолиниям. Показано, что при распространении по данным радиолиниям искажаются комплексные огибающие цифровых сигналов при существенном расширении их частотной полосы за счет дисперсионных свойств земной ионосферы. Дана модель искажений сигналов при распространении по этим радиолиниям, действие которых эквивалентно линейной фильтрации. Приведено описание алгоритма компенсации данных искажений путем формирования фильтра, инверсного к фильтру ионосферной радиолинии. Параметры инверсного фильтра вычисляются путем обработки пилот-сигналов. Определено условие корректной работы алгоритма компенсации искажений – дано оценочное значение периода включения пилот-сигналов в сигнальный поток, которое должно быть согласовано с временем стационарности радиолинии, одним из важных ее параметров. Приведены результаты моделирования алгоритма компенсации при приеме используемых в спутниковых информационных системах цифровых сигналов с 16-ти позиционной фазовой манипуляцией, более перспективных, чем сигналы с двоичной фазовой манипуляцией относительно частотной эффективности, но значительно сильнее подверженных искажающему влиянию земной ионосферы. Показана возможность компенсации искажений для рассматриваемого класса сигналов при распространении и достижения вероятностных характеристик при приеме, практически совпадающих с вероятностными характеристиками при распространении в свободном пространстве.

DOI: 10.31857/S0016794022040058

1. ВВЕДЕНИЕ

Расширение частотной полосы сигналов приводит к повышению помехоустойчивости систем связи различного назначения, определяет также повышение точности оцениваемых параметров сигналов систем радиолокационного наблюдения [Скляр, 2003]. Вместе с тем при использовании этих сигналов возникает ряд проблем по отношению к узкополосным сигналам. Одна из важных проблем связана с возникновением значительных искажений комплексных огибающих данных сигналов при распространении по физическим радиолиниям, что требует более сложной обработки при приеме для обеспечения задаваемых вероятностных характеристик. В статье рассматривается распространение широкополосных сигналов по спутниковым радиолиниям, вносящим рассматриваемые искажения [Колосов и др., 1969; Иванов и др., 2015]. Суть данных искажений –

изменения фазо- и амплитудно- частотных характеристик сигналов за счет дисперсионных и поглощающих свойств земной ионосферы, что порождает интерференционные мультипликативные помехи в дополнение к канальным аддитивным шумам [Колосов и др., 1969; Иванов и др., 2015; Гуляев и Стрелков, 2006; Гинзбург, 1960; Кутуза и др., 2015; Арманд, 2003; Назаров и Батанов, 2016; Назаров и др., 2017; Dvorak and Dudle, 1995]. Искажения комплексных огибающих сигналов и интерференционные помехи снижают надежность передачи информации по рассматриваемым радиолиниям и снижают точность оцениваемых параметров сигналов радиолокационных систем [Скляр, 2003; Колосов и др., 1969; Иванов и др., 2015; Гинзбург, 1960; Назаров и др., 2016].

Интерференционные помехи представляют случайный и в общем случае нестационарный процесс, статистические характеристики которо-

го (частотная полоса, мощность, спектральная плотность мощности, др.) зависят от параметров ионосферной радиополосы, от центральной частоты, от частотной полосы сигналов и их информационного содержания [Назаров и Батанов, 2017]. При расширении частотной полосы сигналов и при уменьшении их центральной частоты искажающее влияние земной ионосферы увеличивается (в частности, для частот P диапазона), разрушая при определенных условиях нормальное функционирование информационных спутниковых систем [Скляр, 2003; Назаров и Батанов, 2017].

Для рассматриваемых радиополос предложены алгоритмы обработки сигналов при приеме с целью компенсации их искажений [Батанов и Назаров, 2020; Батанов и Назаров, 2021]. Эти алгоритмы основаны на использовании пилот-сигналов, которые включаются в сигнальный поток и используются для идентификации радиополосы. Данный подход исследован для простых цифровых сигналов с двоичной фазовой манипуляцией (ФМ2 сигналы) и показана возможность практически полной компенсации их искажений [Батанов и Назаров, 2021].

Актуальными являются проблемы определения условий корректной работы рассматриваемых алгоритмов обработки, а также моделирования данных алгоритмов для классов цифровых сигналов, широко используемых в спутниковых информационных системах сигналов и более эффективных по отношению к ФМ2 сигналам.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Содержание данного пункта относительно использования приближения геометрической оптики к точному решению волнового уравнения, а также приведенное ниже описание базовой модели распространения сигналов по спутниковым ионосферным радиополосам и искажений сигналов даны в работах [Яковлев и др., 2009; Назаров и Батанов, 2016; Назаров и др., 2017; Батанов и Назаров, 2020; Батанов и Назаров, 2021]. Для логичного и более удобного изложения для чтения ниже приводятся основные результаты этих работ.

Распространение сигналов по физическим радиополосам определяется решением волнового уравнения относительно электрического поля $\vec{E}(\vec{r}, f)$ плоской волны с частотой f [Яковлев и др., 2009; Дэвис, 1973; Крюковский и др., 2012]. При нормальном падении плоской волны на изотропную непоглощающую среду с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(z, f)$ и при распространении по оси z волновое уравнение имеет скалярный вид [Гинзбург, 1960]

$$\frac{d^2 E(z, f)}{dz^2} + \frac{(2\pi)^2 f^2}{c^2} \epsilon(z, f) E(z, f) = 0. \quad (1)$$

Здесь c – скорость света в свободном пространстве.

При условии $\frac{d\epsilon(z, f)}{dz} \lambda \ll 1$ решение (1) задается приближением геометрической оптики [Гинзбург, 1960]

$$E(z, f) = \text{Re} \left(E(0, f) \exp \left(-\frac{j2\pi f}{c} \int_0^z n(x, f) dx \right) \right). \quad (2)$$

Здесь $n(x, f) = \sqrt{\epsilon(x, f)}$ – коэффициент преломления среды.

Для широкополосных цифровых сигналов $s(t)$ решение уравнения (1) является более сложным. В этом случае данные сигналы представляются в частотной области множеством спектральных компонент, которые при распространении приобретают частные фазовые и амплитудные сдвиги за счет дисперсионных и поглощающих свойств ионосферы. Это порождает искажения комплексных огибающих сигналов на входе приемных устройств и возникновение интерференционных помех [Скляр, 2003; Спилкер, 1979]. Мощность этих помех определяется мощностью передаваемых сигналов $s(t)$, поэтому путем ее повышения невозможно снизить влияние искажений при приеме сигналов $s(t)$ [Скляр, 2003].

Разработанные алгоритмы обработки широкополосных цифровых сигналов, снижающие эффективность интерференционных помех, основаны на использовании монохроматических пилот-сигналов с различными центральными частотами [Скляр, 2003; Батанов и Назаров, 2020]. Известно развитие этого подхода – предложено использовать пилот-сигналы, совпадающие по структуре с информационными цифровыми сигналами, что упрощает реализацию метода компенсации искажений [Батанов и Назаров, 2021]. Суть данных алгоритмов – идентификация радиополосы (оценивание ее параметров) на основе обработки пилот-сигналов и компенсация искажающего влияния земной ионосферы с использованием этой информации [Колосов и др., 1969; Яковлев и др., 2009; Долуханов, 1960].

Вместе с тем открытой является проблема относительно условий корректности применения данных алгоритмов компенсации с учетом отмеченного нестационарного поведения земной ионосферы, а также проблема исследования и моделирования данных алгоритмов обработки при приеме цифровых сигналов с многоуровневой фазовой манипуляцией, альтернативных рассмотренным ФМ2 сигналам относительно частотной эффективности, но более подверженных искажающему влиянию земной ионосферы.

3. МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СИГНАЛОВ ПО СПУТНИКОВЫМ ИОНОСФЕРНЫМ РАДИОЛИНИЯМ

Рассматриваемая модель ионосферной радиолонии соответствует сферически-симметричной изотропной среде с неоднородной диэлектрической проницаемостью $\epsilon(z, f)$ [Гинзбург, 1960; Яковлев и др., 2009; Дэвис, 1973]

$$\epsilon(z, f) = 1 - f_p^2(z)/f^2. \quad (3)$$

Здесь $f_p(z) = \sqrt{80.8N_3(z)}$ – Ленгмюровская частота ионосферы (кГц) [Колосов и др., 1969]; $N_3(z)$ – электронная плотность ионосферы на высоте z (эл/см³).

Для $f > f_p(z)$ соотношение (3) определяет существенные значения $\epsilon(z, f)$, т.е. поглощение радиоволн отсутствует и рассматриваются лишь фазо-частотные искажения комплексных огибающих сигналов при распространении.

Для профиля электронной плотности $N_3(z)$ известен ряд моделей, одной из используемых является однослойная модель [Долуханов, 1960; Vilitza et al., 2011]

$$N_3(z) = \sqrt{\gamma \exp[-(\exp(b(z - z_m)) + bz)]}. \quad (4)$$

Здесь γ, b – параметры; $z_m = 300-350$ км – высота, на которой достигается максимальное значение электронной плотности. Для модели нормальной среднеширотной ионосферы, используемой ниже при моделировании, и дневного времени $b = 0.01, \gamma = 5 \times 10^{13}$ [Долуханов, 1960].

Ионосферные спутниковые радиолонии представляются линейным фильтром. Искаженные сигналы $\hat{s}(t)$ в этом случае описываются оператором свертки во временной области либо как результат линейной фильтрации передаваемых сигналов $s(t)$ [Гинзбург, 1960; Назаров и др., 2016; Dvorak and Dudley, 1995]

$$\hat{s}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(f) \dot{H}(z, f) \exp(-j2\pi ft) df. \quad (5)$$

Здесь $\dot{S}(f)$ – спектр сигнала $s(t)$; $\dot{H}(z, f) = \exp(j2\pi f \tau(z, f))$ – коэффициент передачи радиолонии для частоты f ; $\tau(z, f) = \int_0^z \frac{dx}{c(x, f)}$ – время распространения гармонического сигнала с частотой f и фазовой скоростью $c(x, f) = c/n(x, f)$ вдоль лучевой лонии АВ (сплошная лонии АВ на

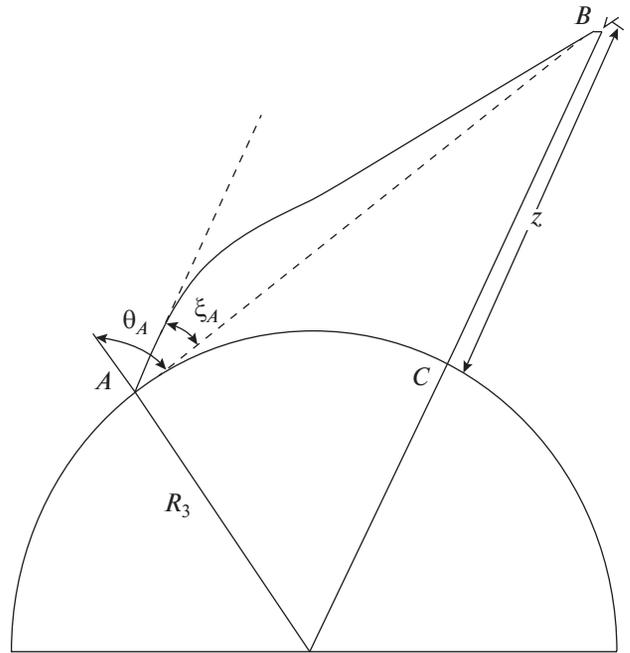


Рис. 1. Распространение сигналов по спутниковой ионосферной лонии.

рис. 1, поясняющем распространение сигналов по радиолонии).

Время $\tau(z, f)$ задается известным соотношением [Яковлев и др., 2009]

$$\tau(z, f) = \int_0^z \frac{n(x, f)(R_3 + x) dx}{c(x, f) \sqrt{n^2(x, f)(R_3 + x)^2 - (n(0, f)R_3 \sin(\theta_A - \xi_A))^2}} \quad (6)$$

Здесь R_3 – радиус Земли; θ_A – видимый зенитный угол; ξ_A – рефракционная поправка к θ_A [Яковлев и др., 2009].

Приближенное выражение для $\tau(z, f)$ получается при упрощающем условии сравнительно быстрого снижения электронной плотности от ее максимального значения N_m (вверх и вниз) и без учета параметра ξ_A вследствие его малого значения [Колосов и др., 1969]

$$\tau(z, f) = \frac{4.03 \times 10^7}{f^2} \times \frac{(R_3 + z_m)}{\sqrt{(R_3 + z_m)^2 - (R_3 \sin \theta_A)^2}} \int_0^z N_3(x) dx. \quad (7)$$

Интегрирование в (7) производится по лонии СВ (рис. 1).

Вид искаженного сигнала $\hat{s}(t)$ определяется вычислением (5) для значений коэффициента передачи $\dot{H}(z, f)$ в частотном диапазоне сигналов ΔF .

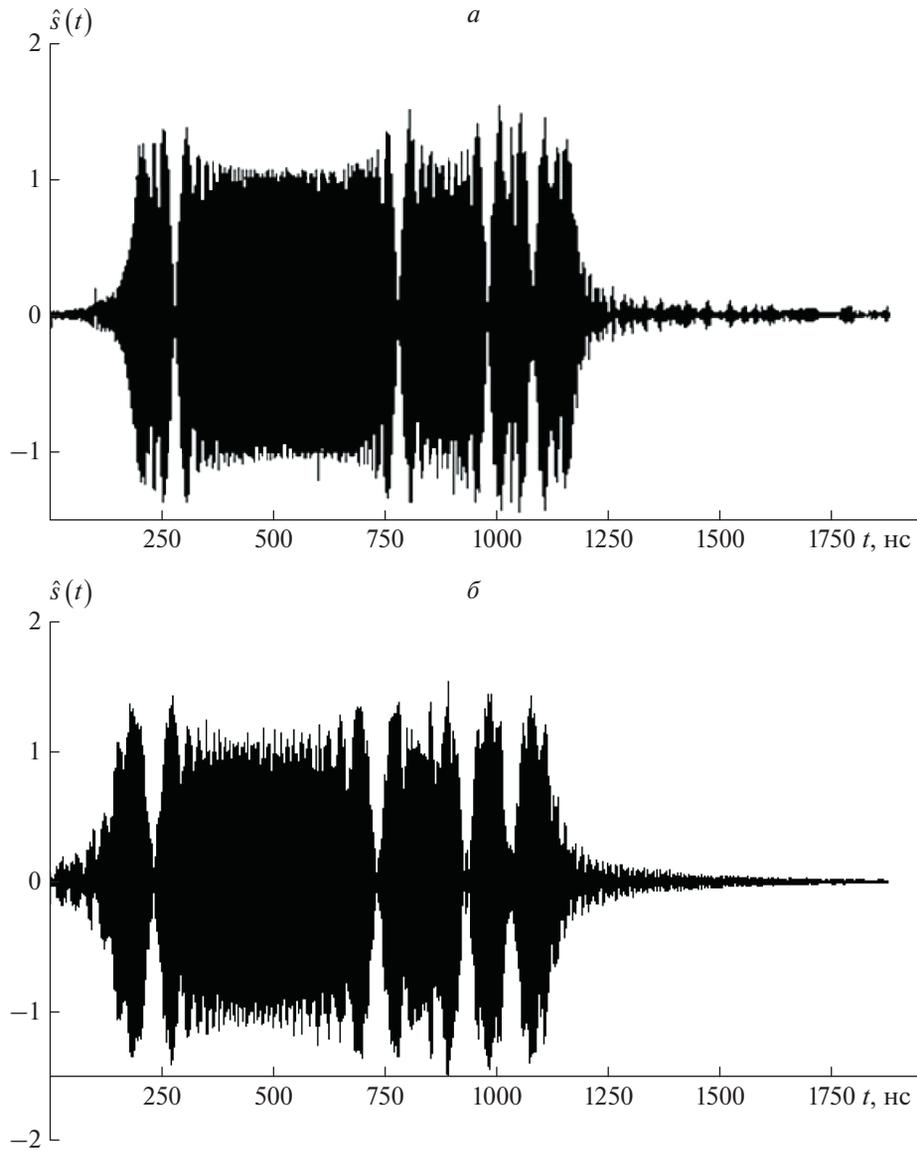


Рис. 2. Вид искаженного сигнала $\hat{s}(t)$ на выходе ионосферной радиолнии: (а) $\theta_A = 0$; (б) $\theta_A = 60^\circ$.

На рис. 2 приведен фрагмент сигнала $\hat{s}(t)$ в виде последовательности радиоимпульсов с огибающей в виде меандра, центральная частота $f_0 = 400$ МГц (P частотный диапазон), длительность $T = 100$ нс (частотная полоса $\Delta F = 20$ МГц), зенитный угол $\theta_A = 0$ и $\theta_A = 60^\circ$ [Батанов и Назаров, 2021]. По оси абсцисс отложено время относительно распространения в свободном пространстве. Видны вариации (искажения) комплексной огибающей, временное рассеяние составляющих радиоимпульсов, определяющее интерференционные помехи, и временная задержка относительно распространения в свободном пространстве.

4. ФАЗО-РАЗНОСТНЫЙ АЛГОРИТМ КОМПЕНСАЦИИ ИСКАЖЕНИЙ

Для компенсации интерференционных помех формируется фильтр с комплексным коэффициентом передачи $\hat{H}^{-1}(z, f) = \exp(-j\varphi(z, f))$, инверсный к фильтру ионосферной радиолнии. Результирующий сигнал $s_r(t)$ с компенсацией искажающего действия ионосферы вычисляется с использованием соотношения

$$s_r(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{Y}(f) \exp(-j\varphi(z, f)) \exp(j2\pi f t) df. \quad (8)$$

Здесь $\dot{Y}(f)$ – спектр входной реализации $\dot{y}(t) = \hat{s}(t) + \dot{n}(t)$; $\dot{n}(t)$ – реализация канального теплового шума.

Фазовая характеристика $\varphi(z, f)$ задается соотношением

$$\varphi(z, f) = \frac{2\pi \Delta\tau(z, f_1, f_2)}{f \left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2} \right)}, \quad (9)$$

где $\Delta\tau(z, f_1, f_2) = \tau(z, f_1) - \tau(z, f_2)$ – разность временных задержек при распространении пилот-сигналов с центральными частотами f_1 и f_2 на временном интервале анализа (метод фазовой задержки) [Колосов и др., 1969; Долуханов, 1960].

Оценка значений $\Delta\tau(z, f_1, f_2)$ производится на основе вычисления корреляционных соотношений [Скляр, 2003; Батанов и Назаров, 2020; Батанов и Назаров, 2021]

$$\Delta\tau(z, f_1) = \max_{\tau} \left| \int_0^T \dot{y}(t + \tau) \dot{s}_1^*(t) dt \right|, \quad (10)$$

$$\Delta\tau(z, f_2) = \max_{\tau} \left| \int_0^T \dot{y}(t + \tau) \dot{s}_2^*(t) dt \right|. \quad (11)$$

Здесь T , f_1 , f_2 – длительность и центральные частоты широкополосных пилот-сигналов $\dot{s}_1(t)$ и $\dot{s}_2(t)$; $()^*$ – комплексное сопряжение.

Сигналы $\dot{s}_1(t)$ и $\dot{s}_2(t)$, используемые при вычислении (10), (11) в приемном устройстве, формируются на основе пилот-сигнала $\dot{s}_n(t)$, структура которого (частотная полоса, огибающая, тип манипуляции) совпадает со структурой используемых информационных сигналов $\dot{s}(t)$. Это упрощает реализацию данного направления по отношению к пилот-сигналам в виде монохроматических сигналов с частотами f_1 , f_2 на интервале времени анализа.

Метод формирования $\dot{s}_1(t)$ и $\dot{s}_2(t)$ приведен в работе [Батанов и Назаров, 2021] и заключается в следующем. Вычисляется спектр $\dot{F}_n(f)$ сигнала $\dot{s}_n(t)$, который представляется в виде двух непересекающихся множеств спектральных составляющих $\dot{F}_1(f)$, $\dot{F}_2(f)$ с равными энергиями. Обратные спектральные преобразования над $\dot{F}_1(f)$ и $\dot{F}_2(f)$ задают соответствующие сигналы $\dot{s}_1(t)$ и $\dot{s}_2(t)$. Следует отметить выполнение тождества $\dot{s}_n(t) = \dot{s}_1(t) + \dot{s}_2(t)$ [Варакин, 1985].

Значение центральной частоты f_1 для множества спектральных составляющих $\dot{F}_1(f)$ вычисляется с использованием соотношения

$$f_1 = \sum_{i \in \dot{F}_1(f)} i \Delta f A_i^2 / \sum_{i \in \dot{F}_1(f)} A_i^2. \quad (12)$$

Здесь Δf , A_i – шаг по частоте и амплитуда i -й спектральной составляющей дискретного спектра $\dot{F}_1(f)$. Значение центральной частоты f_2 для множества составляющих $\dot{F}_2(f)$ вычисляется подобным образом.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Одной из основных характеристик систем передачи информации является вероятность ошибки P_c при приеме сигнальных символов [Скляр, 2003]. При наличии канального аддитивного белого гауссовского шума (АБГШ) оптимальный прием основан на вычислении взаимной корреляции входной реализации $r(t) = \hat{s}(t) + n(t)$ с множеством составляющих радиоимпульсов и принятии решения относительно переданного сигнального символа, соответствующего максимальному значению в множестве корреляций [Скляр, 2003; Прокис, 2000].

Ниже рассматриваются сигналы $s(t)$ на основе 16-ти позиционной фазовой манипуляции (ФМ16 сигналы), используемые в спутниковых информационных системах [Прокис, 2000]. Сигналы $s(t)$ представляют последовательность фазоманипулированных радиоимпульсов $s_i(t, \varphi_{il}) = Au(t + iT) \times \exp(j(\varphi_{il} + 2\pi ft))$ длительностью T [Прокис, 2000]. Здесь $u(t + iT) = 1$ при $iT \leq t < (i+1)T$, иначе $u(t + iT) = 0$; A, φ_{il} – амплитуда и фаза, задаваемая для значения i правилом $\varphi_{il} = \pi l / 16$, $l = 0, 1, \dots, 15$.

Рассматриваемые сигналы обладают существенно большей частотной эффективностью по отношению к ФМ2 сигналам – при эквивалентной частотной полосе ФМ16 сигналы обеспечивают скорость передачи в 4 раза превышающую скорость передачи с использованием ФМ2 сигналов. Вместе с тем ФМ16 сигналы значительно более подвержены искажающему влиянию земной ионосферы.

На рисунке 3 приведен вид спектральной плотности мощности используемых при моделировании алгоритма компенсации широкополосного пилот-сигнала на основе ФМ16 сигналов, длительность $T = 100$ нс (частотная полоса $\Delta F = 20$ МГц), количество составляющих сигналов в составе пилот-сигналов 7, центральная частота $f_0 = 400$ МГц. На рисунке 4 приведен вид сигналов $s_1(t)$ и $s_2(t)$, которые сформированы с использованием приведенного выше метода на основе непересекающихся множеств спектральных компонент $|\dot{F}_1(f)| < 400$ МГц и $|\dot{F}_2(f)| > 400$ МГц.

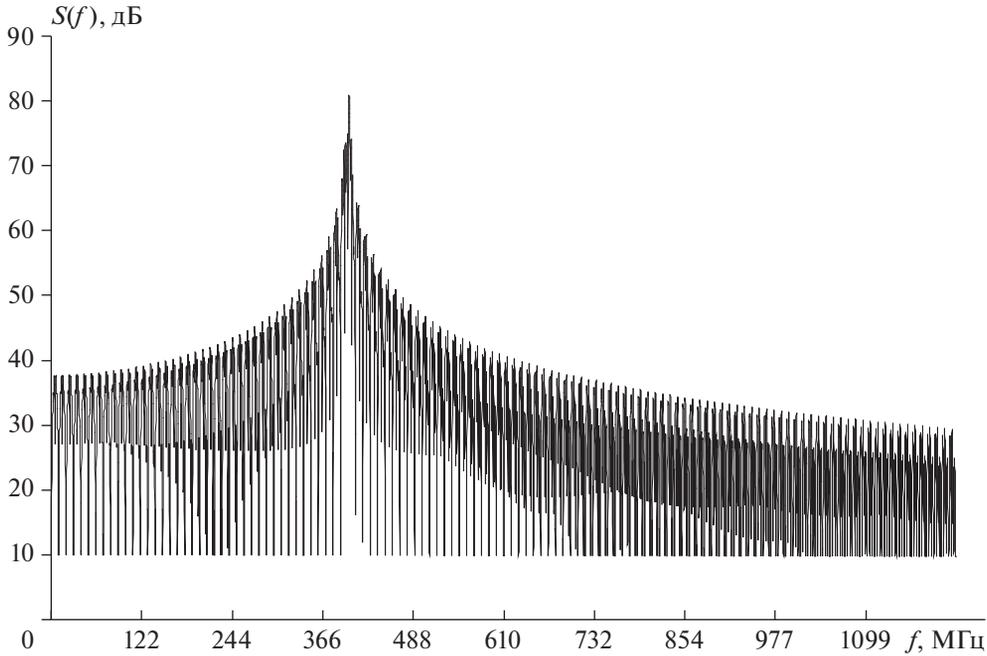


Рис. 3. Вид спектральной плотности мощности пилот-сигнала.

Соответствующие значения центральных частот равны $f_1 = 389.77$ МГц и $f_2 = 404.10$ МГц.

Моделирование алгоритма компенсации интерференционных помех выполнено с целью оценивания деградации вероятности P_c при приеме сигналов $\hat{s}(t)$ относительно распространения в свободном пространстве и эффективности алгоритма компенсации интерференционных помех. Характеристики ионосферной радиолнии – однослойная модель (4) с параметрами дневной ионосферы, высота $z = 400$ км, центральная частота $f_0 = 400$ МГц, зенитный угол $\theta_A = 60^\circ$ [Батанов и Назаров, 2020; Батанов и Назаров, 2021].

На рисунке 5 (кривые 1–3) приведены вероятности P_c при наличии АБГШ. По оси абсцисс отложены значения сигнал/помеха E_6/N_0 ; N_0 – односторонняя спектральная плотность АБГШ; E_6 – энергия сигналов на бит.

Кривая 1 соответствует теоретической кривой вероятности ошибки на символ P_c при распространении сигналов в свободном пространстве. Данная кривая вычислена с использованием соотношения, определяющего вероятность P_c для сигналов с многопозиционной фазовой манипуляцией [Прокис, 2000]

$$P_c = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{\sqrt{2kE_6/N_0} \sin(\pi/M)}^{\infty} \exp(-x^2/2) dx. \quad (13)$$

Здесь $M = 2^k$ – порядок фазовой манипуляции, для ФМ16 сигналов $k = 4$.

Кривая 2 соответствует распространению сигналов по ионосферной радиолнии, длительность радиоимпульсов $T = 200$ нс, частотная полоса $\Delta F = 10$ МГц. Энергетический проигрыш по отношению к распространению в свободном пространстве для $P_c = 0.0001$ достигает 6 дБ.

При увеличении частотной полосы сигналов по отношению к рассмотренной полосе 10 МГц энергетические потери возрастают. Кривая 3 соответствует распространению сигналов с расширением полосы до $\Delta F = 20$ МГц (длительность радиоимпульсов $T = 100$ нс). В этом случае при увеличении параметра E_6/N_0 вероятность ошибочного приема практически не изменяется ($P_c > 0.01$). Это показывает разрушение нормальной работы информационной системы за счет превышения мощности интерференционных помех по отношению к мощности АБГШ.

Сигналы $\dot{s}_1(t)$ и $\dot{s}_2(t)$, используемые для вычисления обратного фильтра $\dot{H}^{-1}(z, f)$, формировались на основе пилот-сигнала $\dot{s}_n(t)$ в виде последовательности элементарных фазоманипулированных радиоимпульсов $s_i(t, \varphi_{ij})$, вид сигналов $s_1(t)$ и $s_2(t)$ приведен на рис. 4.

Период включения T пилот-сигналов в сигнальный поток определяется параметром радиолнии – ее временем стационарности τ_{st} . Значе-

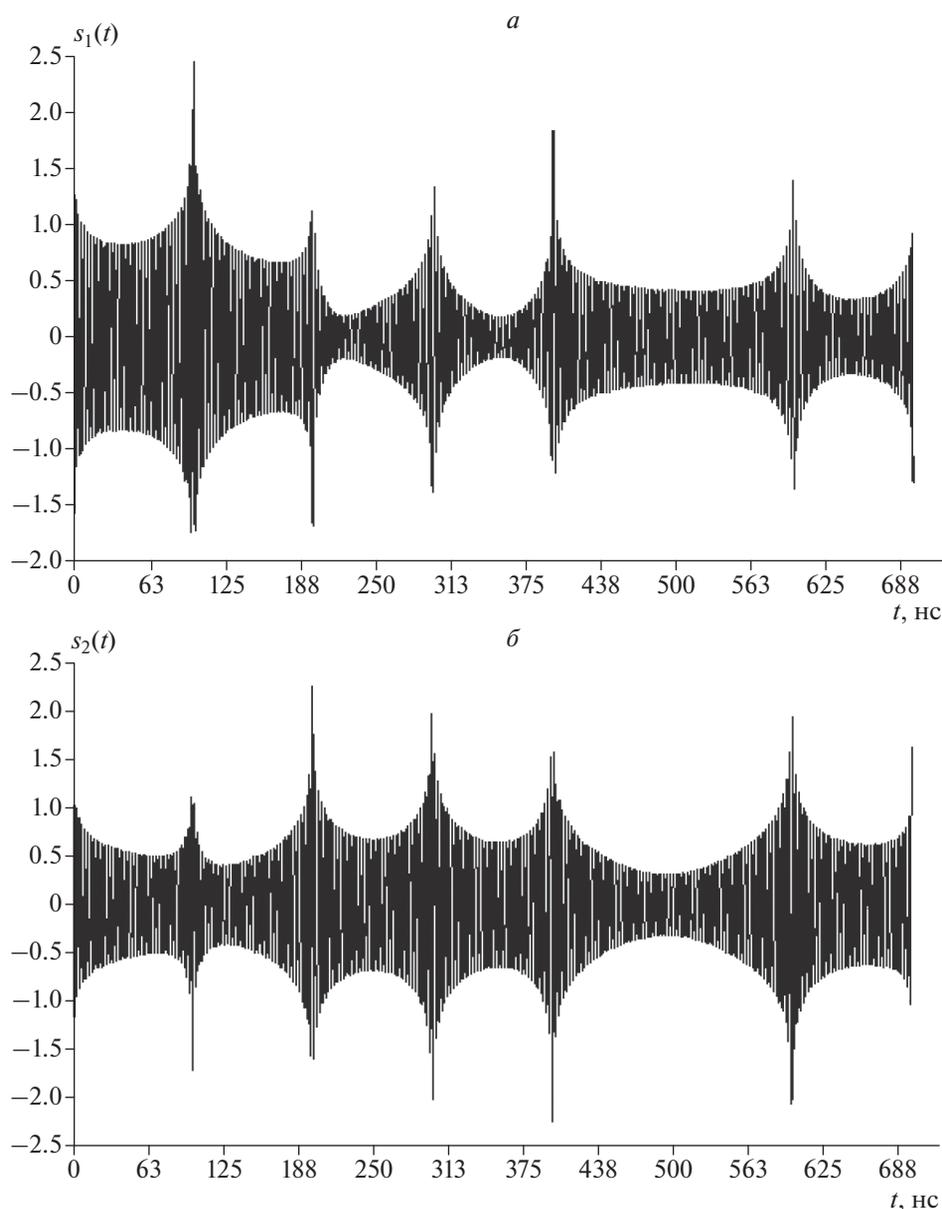


Рис. 4. Вид сигналов $s_1(t)$ и $s_2(t)$, сформированных на основе пилот-сигнала.

ние T должно удовлетворять условию $T < \tau_{st,min}$. Оценивание минимального значения времени стационарности $\tau_{st,min}$ выполняется с использованием соотношения $\tau_{st,min} < 2r_1/V_{max}$, V_{max} — максимальная скорость движения ионосферы (до 500 м/с [Колосов и др., 1969; Яковлев и др., 2009]); $r_1 = \sqrt{\lambda h}$ — радиус первой зоны Френеля от F -области ионосферы до приемного устройства ($h \approx 300$ км [Яковлев и др., 2009]); λ — длина волны. Для P -частотного диапазона $\lambda \approx 0.75$ м и $\tau_{st,min} < 1.9$ с. Обоснование соотношения относительно $\tau_{st,min}$ заключается в рассмотрении суще-

ственной области ионосферы, примыкающей к трассе распространения сигналов и определяющей основной вклад в их искажения [Яковлев и др., 2009]. Эта область эквивалентна первой зоне Френеля с радиусом r_1 , минимальное время прохождения ионосферы данной зоны задается параметром $\tau_{st,min}$.

Моделирование показало, что при использовании приведенных алгоритмов (8)–(11) компенсации интерференционных помех на основе рассматриваемых пилот-сигналов для радиолиний энергетические потери незначительны — для анализируемых значений сигнал/помеха E_{δ}/N_0 со-

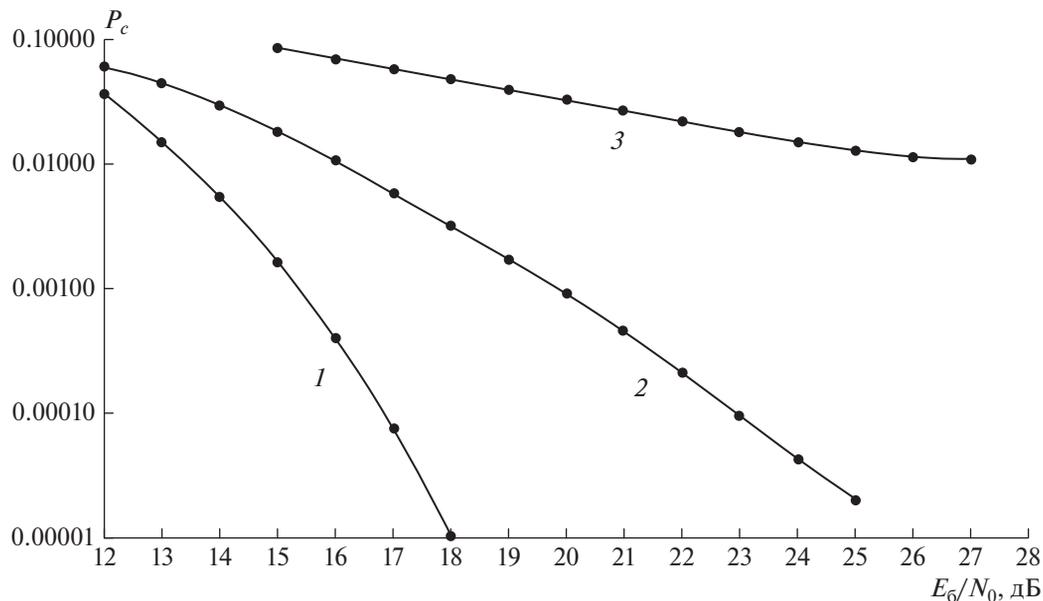


Рис. 5. Вероятности ошибочного приема сигналов ФМ16 при распространении по ионосферной линии, $\theta_A = 60^\circ$: 1 – распространение в свободном пространстве; 2 – распространение по ионосферной радиолонии, $T = 200$ нс, $\Delta F = 10$ МГц; 3 – распространение по радиолонии, $T = 100$ нс, $\Delta F = 20$ МГц.

ответствующие вероятностные кривые практически совпадают с вероятностной кривой 1 для распространения сигналов в свободном пространстве.

Приведенные результаты показывают эффективность исследуемого алгоритма компенсации искажений широкополосных сигналов при их распространении по ионосферным спутниковым радиолониям.

6. ВЫВОДЫ

В статье приведено описание распространения сигналов по спутниковым ионосферным радиолониям. При распространении по данным радиолониям порождаются искажения комплексных огибающих цифровых сигналов при расширении их частотной полосы за счет дисперсионных свойств земной ионосферы. Это обуславливает возникновение интерференционных мультипликативных помех в дополнение к каналному аддитивному шуму, снижающих качество работы спутниковых информационных систем и разрушая при определенном состоянии спутниковых радиолоний их штатное функционирование.

Особенностью интерференционных помех по отношению к аддитивным шумам является невозможность снижения их искажающего влияния путем повышения мощности передаваемых сигналов [Скляр, 2003].

Приведено описание модели искажений цифровых сигналов при их распространении по рас-

сматриваемым радиолониям. Основу модели составляет концепция действия радиолоний, эквивалентного линейной фильтрации.

Приведено описание алгоритма компенсации данных искажений путем формирования фильтра, инверсного к фильтру ионосферной радиолонии [Батанов и Назаров, 2020; Батанов и Назаров, 2021]. Параметры инверсного фильтра вычисляются путем обработки в приемном устройстве сигналов, формируемых на основе пилот-сигналов, и идентификации радиолонии с использованием результатов обработки. Полезным свойством рассматриваемых пилот-сигналов является совпадение их структуры со структурой информационных цифровых сигналов. Определено условие корректной работы алгоритма компенсации искажений с учетом нестационарного поведения земной ионосферы – дано оценочное значение периода включения пилот-сигналов в сигнальный поток, который определяется временем стационарности радиолонии, одним из важных ее параметров.

Приведены результаты моделирования рассматриваемого алгоритма обработки при приеме широкополосных цифровых ФМ16 сигналов, более эффективных, чем ФМ2 сигналы [Батанов и Назаров, 2021] относительно частотной эффективности, но значительно сильнее подверженных искажающему влиянию земной ионосферы. Показана возможность компенсации искажений для ФМ16 сигналов при их распространении по рассматриваемым радиолониям и достижения веро-

ятностных характеристик ошибочного приема, практически совпадающих с характеристиками при распространении в свободном пространстве.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 20-07-00525.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Арманд Н.А. Распространение широкополосных сигналов в дисперсионных средах // Радиотехника и электроника. Т. 48. № 9. С. 1045–1057. 2003.
- Батанов В.В., Назаров Л.Е. Алгоритм приема широкополосных сигналов при распространении по трансферным линиям // Физические основы приборостроения. Т. 9. № 4(38). С. 24–29. 2020.
- Батанов В.В., Назаров Л.Е. Алгоритмы компенсации искажений сигналов при распространении по спутниковым ионосферным радиоприемам // Журн. радиоэлектроники. № 6. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/jun21/1/text.pdf>. 2021.
- Варакин Л.Е. Системы связи с шумоподобными сигналами. М.: Радио и связь, 384 с. 1985.
- Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 552 с. 1960.
- Гуляев Ю.В., Стрелков Г.М. Распространение сверхширокополосного радиоимпульса в холодной плазме // Докл. Академии наук. Т. 408. № 6. С. 754–757. 2006.
- Долуханов М.П. Распространение радиоволн. М.: Гос. Изд. по вопросам связи и радио, 392 с. 1960.
- Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 502 с. 1973.
- Иванов Д.В., Иванов В.А., Михеева Н.Н., Рябов Н.В., Рябова М.И. Распространение коротковолновых сигналов с расширенным спектром в среде с нелинейной дисперсией // Радиотехника и электроника. Т. 60. № 11. С. 1167–1177. 2015.
- Колосов М.А., Арманд Н.А., Яковлев О.И. Распространение радиоволн при космической связи. М.: Связь, 156 с. 1969.
- Крюковский А.С., Лукин Д.С., Кирьянова К.С. Метод расширенной бихарактеристической системы при моделировании распространения радиоволн в ионосферной плазме // Радиотехника и электроника. Т. 57. № 9. С. 1028–1034. 2012.
- Кутуза Б.Г., Мошков А.В., Пожидаев В.Н. Комбинированный метод, который устраняет влияние ионосферы при обработке сигналов бортовых радиолокаторов Р-диапазона с синтезированной апертурой // Радиотехника и электроника. Т. 60. № 9. С. 889–895. 2015.
- Назаров Л.Е., Батанов В.В. Анализ искажений радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям передачи спутниковых систем связи // Электромагнитные волны и электронные системы. Т. 21. № 5. С. 37–45. 2016.
- Назаров Л.Е., Батанов В.В., Данилович Н.И. Анализ искажений сигналов с фазовой манипуляцией при распространении по ионосферным спутниковым линиям передачи // Антенны. № 12. С. 17–24. 2017.
- Назаров Л.Е., Батанов В.В., Зудилин А.С. Искажения радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям спутниковых систем связи // Журн. радиоэлектроники. № 2. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/feb16/1/text.pdf>. 2016.
- Назаров Л.Е., Батанов В.В. Вероятностные характеристики обнаружения радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям передачи спутниковых систем связи // Радиотехника и электроника. Т. 62. № 9. С. 866–874. 2017.
- Прокис Дж. Цифровая связь. Пер. с англ. М.: Радио и связь, 798 с. 2000.
- Скляр Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. Пер. с англ. М.: Издательский дом “Вильямс”, 1104 с. 2003.
- Спилкер Дж. Цифровая спутниковая связь. Пер. с англ. М.: Связь, 592 с. 1979.
- Яковлев О.И., Якубов В.П., Урядов В.П., Павельев А.Г. Распространение радиоволн. М.: ЛЕНАНД, 496 с. 2009.
- Bilitza D., McKinnell L.-A., Reinisch B., Fuller-Rowell T. The International Reference Ionosphere (IRI) today and in the future // J. Geodesy. V. 85. P. 909–920. 2011.
- Dvorak S.L., Dudley D.G. Propagation of Ultra-wide-band electromagnetic pulses through dispersive media // IEEE T. Electromagn. C. V. 37. № 2. P. 192–200. 1995.

УДК 551.511.3

ВЕТРОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТЕРМОСФЕРЕ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ АТМОСФЕРНЫХ ВОЛН, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ТЕПЛОВЫМ ТРОПОСФЕРНЫМ ИСТОЧНИКОМ

© 2022 г. Ю. А. Курдяева¹ *, С. П. Кшевецкий², О. П. Борчевкина¹, М. И. Карпов¹¹Западное Отделение Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ЗО ИЗМИРАН), г. Калининград, Россия²Балтийский федеральный университет им. Иммануила Канта, г. Калининград, Россия

*e-mail: yakurdyeva@gmail.com

Поступила в редакцию 19.10.2021 г.

После доработки 21.02.2022 г.

Принята к публикации 30.03.2022 г.

Представлены результаты численного исследования процессов распространения в термосферу внутренних гравитационных волн, возбуждаемых тепловыми источниками в тропосфере. Результаты численных экспериментов показали, что термосферные возмущения от таких источников возникают через ~30 мин после начала их действия. Причиной появления быстрой реакции термосферы являются инфразвуковые волны, возбуждаемые при генерации внутренних гравитационных волн. Показано, что термосферный ветер существенно влияет на пространственно-временную структуру волновых возмущений в верхней атмосфере. Это влияние проявляется в повышении амплитуд и уменьшении пространственных масштабов волн, распространяющихся против термосферного ветра. Для волн, распространяющихся в направлении термосферного ветра, отмечается понижение амплитуд и увеличение пространственных масштабов.

DOI: 10.31857/S0016794022040113

1. ВВЕДЕНИЕ

В экспериментальных исследованиях достоверно установлено влияние тропосферных процессов на возмущение параметров термосферы и ионосферы [Борчевкина и Карпов 2017; Martinis and Manzano, 1999; Voška and Šauli, 2001; Polyakova and Perevalova, 2013; Li et al., 2017]. Одной из важных причин возмущений верхней атмосферы являются акустические и внутренние гравитационные волны (ВГВ), возбуждаемые на высотах тропосферы. Источники возбуждения таких волн разнообразны, но наиболее регулярными и энергетически мощными являются конвективные возмущения, определяющие метеорологическую обстановку [Lindzen, 1981; Fritts and Alexander, 2003; Fritts, 1989; Blanc et al., 2014], мезомасштабная турбулентность, например, [Holton, 2004], а также взаимодействие атмосферных движений с неоднородностями топографии земной поверхности [Гаврилов и Коваль, 2013].

Интерпретация экспериментальных результатов исследований параметров атмосферы и ионосферы зачастую осложнена возмущениями, обусловленными колебаниями солнечной и геомагнитной активности, что приводит к трудностям в

выделении вкладов тропосферных источников в наблюдаемые вариации атмосферных параметров.

Для понимания особенностей связи процессов в тропосфере с процессами в верхней атмосфере важно проведение теоретических исследований, рассматривающих процессы, сопровождающие распространение атмосферных волн, с учетом нелинейных и диссипативных процессов.

В настоящее время совершенствование методов численного интегрирования уравнений гидродинамики позволило создать модели атмосферы, в которых адекватно учитываются нелинейные и диссипативные процессы, а также процессы генерации и распространения инфразвуковых волн и ВГВ в атмосфере, с учетом ее реальной стратификации, например, [Kshevetskii, 2001a; Hickey et al., 2001; Fritts and Alexander, 2003; Ахмедов и Куницын, 2004]. На распространение волн из тропосферы в термосферу, помимо стратификации, значительное влияние оказывают ветра. В работе [Waldock and Jones, 1986] отмечается, что атмосферные ветра в нижней атмосфере могут оказывать большое влияние на параметры волн на термосферных высотах, что приводит к значительным эффектам, наблюдаемым при экспери-

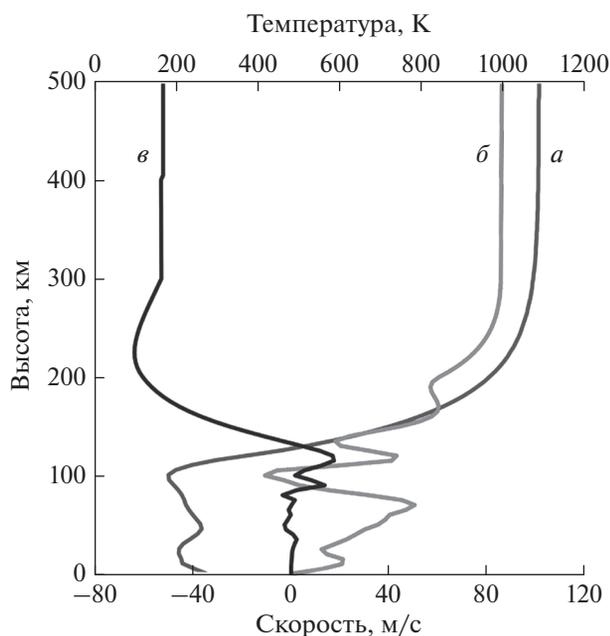


Рис. 1. Фоновые значения температуры (*a*), полученные по эмпирической модели NRLMSISE-00, и зональной (*б*) и меридиональной (*в*) компонент скорости, полученные по эмпирической модели HWM14. Зональная компонента ветра направлена с запада на восток, меридиональная компонента ветра направлена с юга на север.

ментальном исследовании среднemasштабных перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ). Возможные изменения свойств атмосферных волн на разных высотах, связанные с влиянием ветра, следует учитывать при их параметризации в глобальных численных моделях атмосферы.

Цель представленной работы состоит в изучении особенностей влияния атмосферного ветра на вертикальное распространение ВГВ, генерируемых модельными тропосферными источниками.

2. ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

В численных экспериментах применялась модель нейтральной атмосферы высокого пространственного и временного разрешения "AtmoSym". Модель основана на решении нелинейных и негидростатических гидродинамических уравнений, что позволяет описывать процессы распространения в атмосфере как акустических, так и внутренних гравитационных волн. Применяемые в модели численные методы, интегрирования уравнений и исследование сходимости решений, подробно описаны в работах [Kshevetskii, 2001a, 2001b, 2001c]. В частности, с применением этой модели выполнен ряд теоретических исследований влияния атмосферных волн, возбуждаемых в

тропосфере, на возмущения в верхней атмосфере [Кшевецкий и Куличков, 2015].

В данной работе представлены результаты численных экспериментов по моделированию возмущений в верхней атмосфере, вызванных распространением атмосферных волн из тропосферы с учетом ветровых движений в атмосфере.

В проведенных расчетах размеры области интегрирования уравнений составляли 2000 км в горизонтальном направлении и 500 км в вертикальном. В расчетах ось OX не имеет привязки к долготе и широте. Пространственные распределения атмосферных параметров и ветра в начальных условиях задавались по эмпирическим моделям NRLMSISE-00 [Picone et al., 2002] и HWM14 [Drob et al., 2015] для зимней среднеширотной атмосферы. На рисунке 1 показаны вертикальные профили температуры и горизонтальных компонент ветра в начальных условиях.

В численных расчетах модельный тропосферный источник тепла, отражающий конвективные процессы в тропосфере, аппроксимируется гауссовой функцией:

$$f(x, z, t) = A \exp\left(-\left(\frac{x - x_0}{L_x}\right)^2 - \left(\frac{z - z_0}{L_z}\right)^2\right) \times (1 - e^{(t/\tau)}) \sin(\omega t), \quad (1)$$

где параметры x_0 и z_0 определяют вертикальную и горизонтальную координаты центра источника в расчетной области. Параметры L_x и L_z , определяют горизонтальный и вертикальный масштабы источника. В проведенных расчетах источник располагается в центре расчетной области, $x_0 = 1000$ км на высоте $z_0 = 6$ км. Горизонтальный и вертикальный масштабы источника заданы равными 8 км и 3 км, что соответствуют типичным размерам и расположению небольшого облака.

Амплитуда источника мала и равна $A = 0.001$ К/с. Выбор малых амплитуд источника возмущений определяется необходимостью обеспечения устойчивого вертикального распространения волн до высот верхней атмосферы. В работе [Кшевецкий и Гаврилов, 2003] было показано, что волны небольших амплитуд устойчивы, при этом их вертикальное распространение может приводить к образованию струйных течений и нагреву газа. При распространении волн умеренных амплитуд на высотах ~110 км возможно образование неустойчивого турбулентного пятна, а при больших амплитудах нелинейный распад волны происходит очень быстро. Параметр $\tau = 300$ с определяет медленный характер включения источника.

В наблюдениях динамики атмосферных и ионосферных параметров в условиях развития мощных тропосферных возмущений было отмечено усиление амплитуд вариаций параметров с

периодами акустико-гравитационных волн. Так, в работе [Borchevskina et al., 2020] предположено, что наблюдаемое увеличение амплитуд вариаций полного электронного содержания (ПЭС) с периодами 10–16 мин связано с процессами распространения и диссипации ВГВ, приходящих из области метеорологического шторма. Сравнительный анализ вариаций ионосферного параметра ПЭС, получаемого в наблюдениях сигналов навигационных спутников GPS, и данных реанализа метеорологической обстановки, выполненный в работе [Polyakova and Perevalova, 2013], показал, что в период прохождения тропического циклона увеличиваются амплитуды вариаций ПЭС с периодами 2–20 и 20–60 мин.

В проведенных численных экспериментах выполнены расчеты возмущений параметров атмосферы, вызванных распространением внутренних гравитационных волн из тропосферы, в случае отсутствия ветра в атмосфере и с учетом влияния ветра на атмосферные возмущения. В этих экспериментах тропосферные ВГВ возбуждались локальными тепловыми монохроматическими тропосферными источниками (1), с периодами колебаний $\omega = 2\pi/900$ с или $\omega = 2\pi/1800$ с. Длительность действия тропосферных источников составляла 1 ч.

Выбор периодов волн, генерируемых модельным тропосферным источником, определен на основе экспериментальных исследований, в которых возмущения параметров атмосферы и ионосферы отмечались непосредственно над эпицентром тропосферного метеорологического возмущения. К тому же, как показано в работах [Кшевецкий и Гаврилов, 2003; Karpov and Kshevetskii, 2017; Kurdyayeva and Kshevetskii, 2021], процессы диссипации ВГВ с периодами, близкими к периоду Вьяйсяля–Брента, приводят к нагреву термосферы и формированию локальных областей повышенного нагрева атмосферы. Такие изменения состояния термосферы влияют на процессы распространения ВГВ.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты расчетов возмущений термосферы, генерируемых тропосферным тепловым источником с периодами колебаний 15 мин и 30 мин через $t = 0.5$ ч после начала работы, в атмосфере без ветра показаны на рис. 2. Как видно из рисунка, на начальном этапе расчета возмущения термосферы отражают переходные процессы, связанные с действием тропосферных источников (рис. 2а и 2в) и включением ветра (рис. 2б и 2г). В отсутствие ветра в атмосфере, пространственная структура возмущений в верхней атмосфере симметрична относительно эпицентра возмущений в тропосфере (рис. 2а и 2в). Различия в возмущениях в термосфере, вызываемые различны-

ми источниками, определяются только в амплитудах. Включение ветра (рис. 2б и 2г) приводит к небольшим возмущениям температуры в локализованной области высот на высоте 150–300 км во всей области интегрирования уравнений модели. На рисунке 3 показаны возмущения температуры на фиксированной высоте 350 км. Как видно из рисунка, в отсутствие термосферного ветра возмущения симметричны относительно эпицентра тропосферного источника. При этом горизонтальный масштаб возмущений не зависит от периода возмущений, генерируемых тропосферным источником. Включение ветра приводит к существенному усложнению картины возмущений. Однако пространственный масштаб возмущений меняется незначительно.

Как следует из рисунков 2 и 3, возмущения в термосфере возникают в течение 30 мин после начала действия источников, что является относительно малым временем распространения для волн исследуемых периодов. Такое быстрое развитие возмущений в термосфере может быть обусловлено распространением акустических волн. В работе [Kurdyayeva and Kshevetskii, 2021] показано, что генерация ВГВ тепловым тропосферным источником не может происходить без генерации инфразвуковых волн. Заданный тепловой источник локально изменяет лишь температуру. Для возбуждения гравитационной волны необходимо обеспечить согласованные колебания температуры и плотности. Генерация сопутствующих акустических волн во время переходного процесса позволяет выполнить это условие. На рисунке 4 показано изменение волновой добавки к температуре со временем над источником с периодом 15 мин на высотах ~145 и ~190 км. Как видно из рисунка, волновая картина в момент появления первых термосферных возмущений определяется полностью акустическими волнами с характерными периодами ~5 мин и меньше. В работах [Карпов и Кшевецкий, 2014; Drobzheva and Krasnov, 2003] показано, что диссипация инфразвуковых волн в термосфере приводит к заметному нагреву локальных областей, что, в свою очередь, влияет на характер распространения волн.

На рисунке 5 представлены результаты расчетов возмущений термосферы через 2 ч после включения тропосферного источника возмущений. Из рисунка следует, что возникающая пространственная структура возмущений носит квазиволноводный характер. При этом очевидно, что влияние термосферного ветра (рис. 5б, г) весьма существенно и проявляется в уменьшении амплитуды и увеличении пространственного масштаба волн, распространяющихся в направлении термосферного ветра. Для волн, распространяющихся против ветра, амплитуда увеличивается и уменьшается пространственный масштаб. Такое изменение пространственной картины волновых

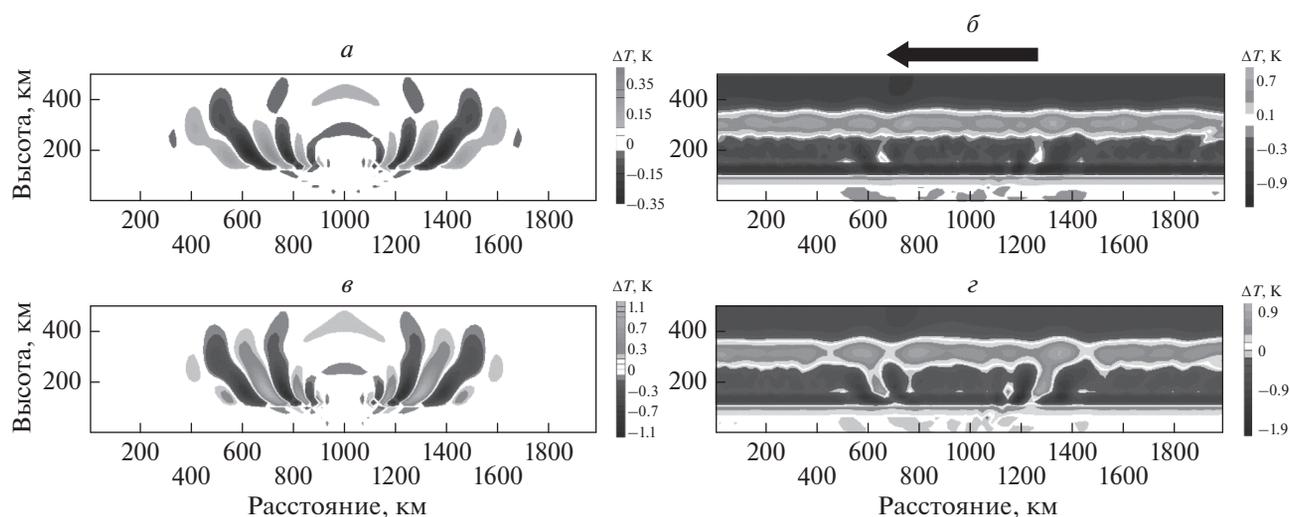


Рис. 2. Распределение волновой добавки к температуре при действии тропосферного источника тепла с периодами $T = 30$ мин (*а, б*) или $T = 15$ мин (*в, г*) через 30 мин после начала расчета. Левая панель соответствует безветренной атмосфере, правая панель соответствует расчетам с учетом нейтрального ветра. Центр источника по оси Ox находится в точке $x = 1000$ км. Стрелкой обозначено направление ветра.

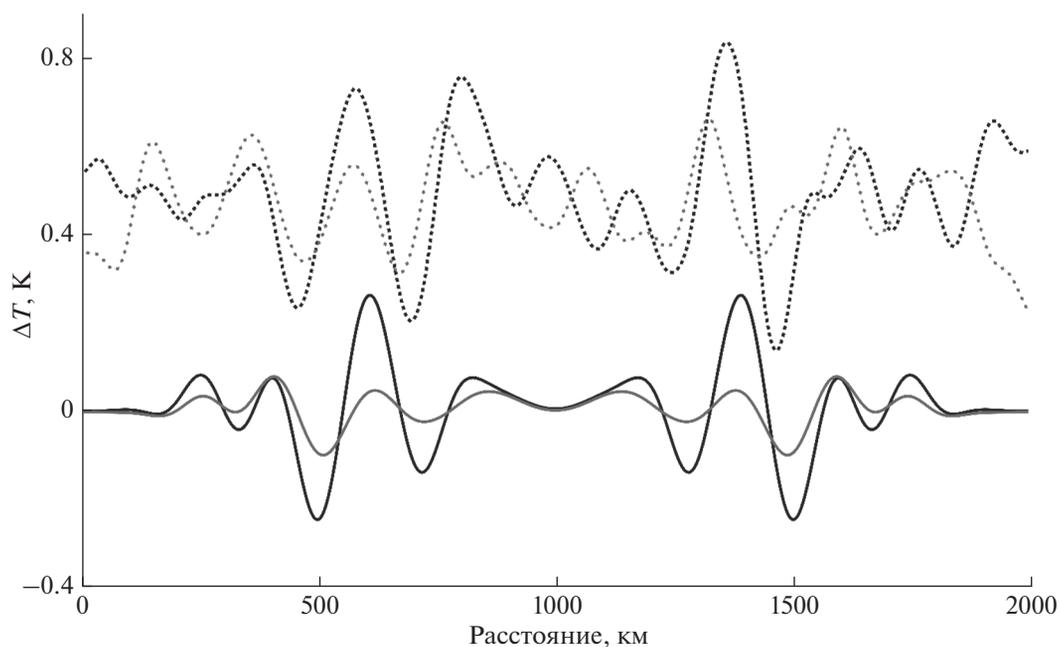


Рис. 3. Вариации температуры на высоте 350 км вдоль горизонтальной оси через 30 мин после начала действия тропосферного источника тепла с периодом $T = 15$ мин без учета ветра (черная кривая) и с учетом ветра (черная штриховая кривая), и с периодом $T = 30$ мин без учета ветра (серая кривая) и с учетом ветра (серая штриховая кривая).

вариаций температуры согласуется с результатами работы [Medvedev et al., 2017]. Более отчетливо различия в структуре возмущений проявляются в различиях результатов расчетов, вызываемых тропосферным источником при наличии и отсутствии ветра. На рисунке 6 показана пространственная картина разности амплитуд термосферных возмущений (рис. 5), полученных в обоих ва-

риантах расчетов после 2 ч после начала работы тропосферного источника. Как видно из рис. 6, в нижней термосфере (ниже 150 км) возмущения с небольшими пространственными масштабами проявляют характер волноводного распространения. В работе [Dong et al., 2021] было показано, что на высотах нижней термосферы влияние вертикальной структуры ветра приводит к волновод-

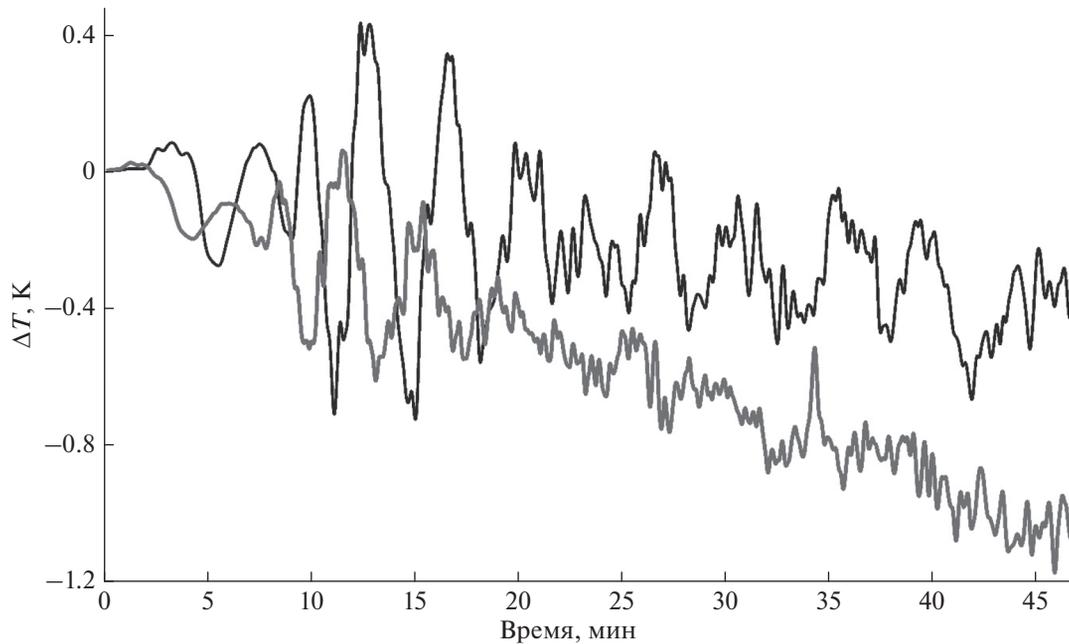


Рис. 4. Зависимость вариаций температуры от времени над тропосферным источником с периодом $T = 15$ мин на высотах ~145 км (серая линия) и ~190 км (черная линия).

ному распространению ВГВ – образуется так называемый волновод Доплера. Формирование такого волновода обусловлено термосферным ветром на высотах 90–130 км и отсутствием ветра в прилегающих высотных областях. Распространение или затухание волн в таком волноводе определяется дисперсионным соотношением:

$$m^2 = k^2 \left(\frac{N^2}{(\omega - kU^2)} - 1 \right), \quad (2)$$

где m , k – вертикальное и горизонтальное волновые числа; N – частота Вайсяля–Брента; U – горизонтальная компонента термосферного ветра. Положительные значения m^2 соответствуют волнам, распространяющимся по вертикали, а отрицательные значения соответствуют затухающим волнам. Частотные характеристики волн, захватываемых в волновод Доплера, определяются скоростью ветра и горизонтальной компонентой волнового вектора. Выражение (2), полученное в предположении об изотермичности термосферы и независимости от высоты, где наблюдается ветер, применяется для качественного анализа результатов расчетов и интерпретации физических процессов.

На рисунке 6 волноводный характер возмущений проявляется на высотах ниже ~ 150 км и расстоянии ~500 км от эпицентра тропосферного источника. Отметим также, что пространственные масштабы возмущений в нижней термосфере существенно меньше масштабов возмущений на высотах более 200 км. На больших высотах воз-

можно формирование волноводной области, обусловленной изменением температуры с высотой. Механизм формирования такой области и возможности изменения ее масштабов вследствие диссипации акустико-гравитационных волн с периодами, близкими к периодам Вайсяля–Брента в термосфере, рассмотрен в работе [Карпов и Кшевецкий, 2014]. Влияние такого волновода, по-видимому, будет сказываться на характере распространения ВГВ, генерируемых тропосферным источником с периодом колебаний 15 мин и практически не будет оказывать влияния на волны, генерируемые источником колебаний с периодом 30 мин.

Волновые возмущения термосферы на высотах более 200 км, видимо, связаны с распространением волн вдоль волновода, обусловленного вертикальной структурой температуры. Влияние термосферного ветра в этой области высот проявляется в возрастании амплитуд волн, распространяющихся против ветра, и уменьшении их горизонтальной длины волны. Амплитуды волн, распространяющихся в направлении ветра, уменьшаются, а их горизонтальная длина увеличивается. При этом асимметрия в характеристиках возмущений, распространяющихся против термосферного ветра и по направлению ветра, качественно объясняется соотношением (2). Так для волн, распространяющихся против ветра, величина m^2 будет уменьшаться и может стать отрицательной. Это будет соответствовать затуханию волн в вертикальном направлении. Оценки вели-

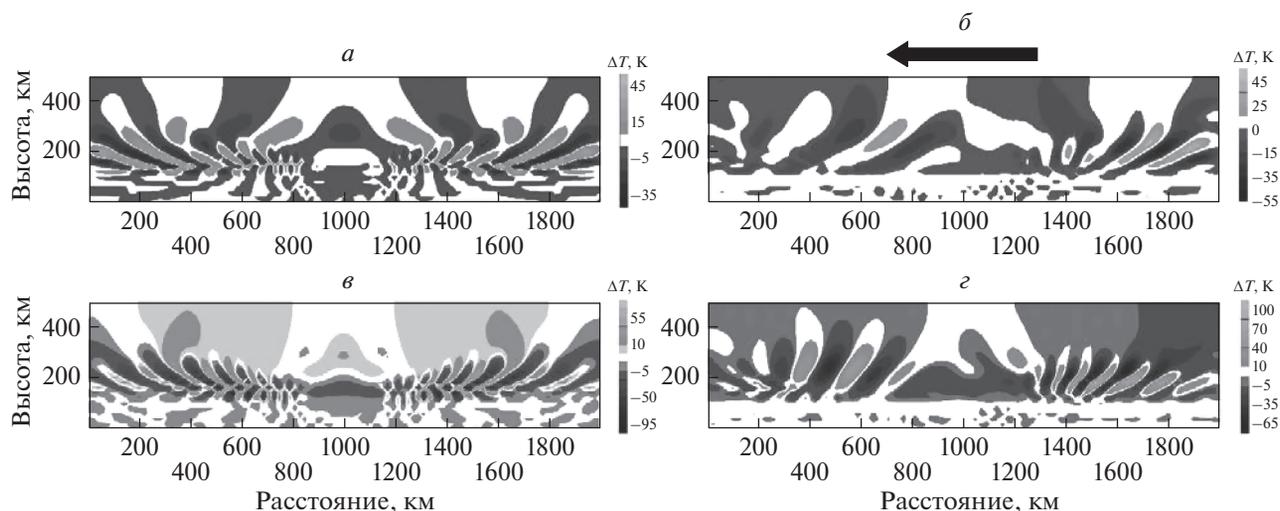


Рис. 5. Распределение волновой добавки к температуре через 2 ч после начала расчета при действии тропосферного источника тепла для безветренной атмосферы и с учетом нейтрального ветра с периодом $T = 30$ мин (*а, б*) и $T = 15$ мин (*в, г*) соответственно. Центр источника по оси Ox находится в точке $x = 1000$ км. Стрелкой обозначено направление ветра.

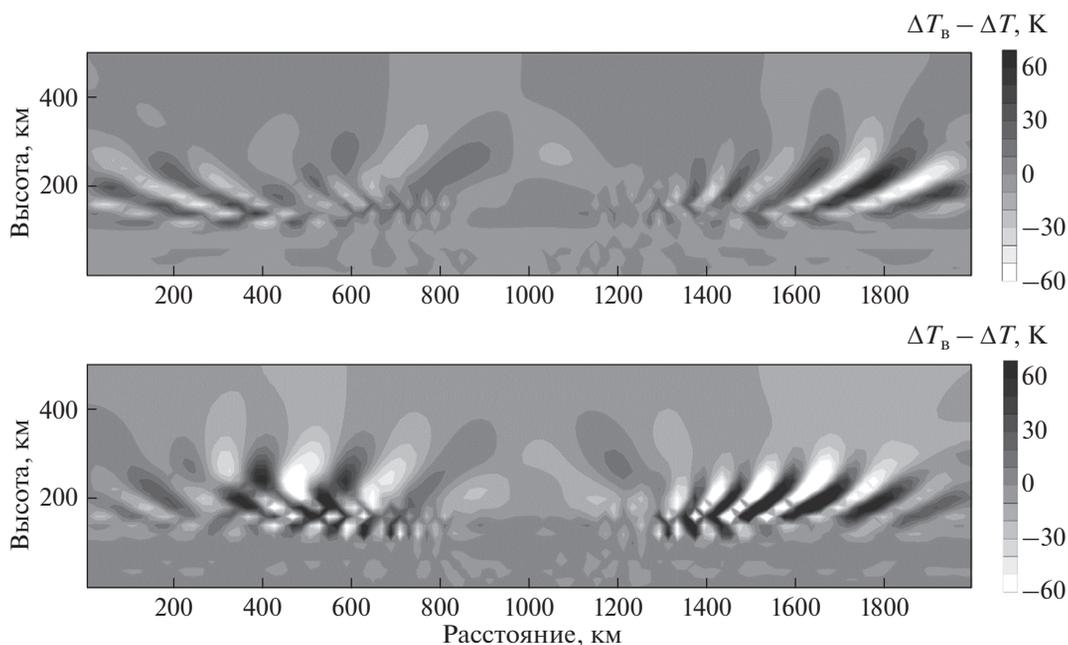


Рис. 6. Разность между вариациями температуры с учетом ветра и без учета ветра через 2 ч после начала расчета при действии тропосферного источника тепла с периодом $T = 30$ мин (верхняя панель) и $T = 15$ мин (нижняя панель).

чины m^2 по данным на рис. 4 показывают, что для таких волн реализуется режим затухания. Для волн, распространяющихся в направлении ветра, сохраняется режим распространения по вертикали. Как видно из рис. 6, вертикальный размер области волн, распространяющихся против ветра, меньше, чем размер области для волн, распространяющихся по ветру. Из соотношения (2) так-

же следует, что термосферный ветер в большей мере будет влиять на распространение мелко- и среднемасштабных волн с небольшими, в сравнении со скоростью ветра, фазовыми скоростями.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты численных экспериментов показывают, что ВГВ, возбуждаемые тепловыми ис-

точниками в тропосфере, достигают высот термосферы и существенно влияют на пространственные и временные вариации атмосферных параметров. Волновые возмущения в термосфере возникают достаточно быстро (в течение 30 мин). Это обусловлено распространением и диссипацией в термосфере инфразвуковых волн, которые генерируются совместно с ВГВ тепловыми тропосферными источниками. Существенное влияние на пространственно-временную структуру волновых возмущений термосферы оказывает термосферный ветер. Это влияние проявляется в следующем.

1. Распространение волн с малыми пространственными масштабами (менее 100 км) на высотах менее 150 км носит волноводный характер. Возникновение такого волновода определяется вертикальной структурой ветра в нижней термосфере.

2. В верхней термосфере отмечается повышение амплитуд и уменьшение пространственных масштабов волн, распространяющихся против термосферного ветра. Для волн, распространяющихся в направлении термосферного ветра, отмечается понижение амплитуд и увеличение пространственных масштабов.

5. ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации для молодых ученых и аспирантов СП-753.2021.3 (Курдяева Ю.А.: Численные расчеты, анализ интерпретация результатов), гранта Российского фонда фундаментальных исследований и Калининградской области № 18-35-00121 (Карпов М.И.: Анализ интерпретация результатов) и гранта Российского научного фонда № 21-17-00208 (Борчевкина О.П.: Подготовка данных для моделирования).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Ахмедов Р.Р., Куницын В.Е.* Моделирование ионосферных возмущений, вызванных землетрясениями и взрывами // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 44. № 1. С. 105–112. 2004.
- *Борчевкина О.П., Карпов И.В.* Ионосферные неоднородности в периоды метеорологических возмущений // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 5. С. 670–675. 2017.
- *Гаврилов Н.М., Коваль А.В.* Параметризация воздействия мезомасштабных стационарных орографических волн для использования в численных моделях динамики атмосферы // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 49. № 3. С. 271–278. 2013.
- *Карпов И.В., Киевецкий С.П.* Механизм формирования крупномасштабных возмущений в верхней атмосфере от источников АГВ на поверхности Земли // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 4. С. 553–562. 2014.
- *Киевецкий С.П., Гаврилов Н.М.* Вертикальное распространение нелинейных гравитационных волн и их разрушение в атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 43. № 1. С. 74–82. 2003.
- *Киевецкий С.П., Куличков С.Н.* Влияние внутренних гравитационных волн от конвективных облаков на атмосферное давление и пространственное распределение возмущений температуры // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 51. № 1. С. 52–59. 2015.
- *Blanc E., Farges T., Le Pichon A. et al.* Ten year observations of gravity waves from thunderstorms in western Africa // J. Geophys. Res. Atmos. V. 119. P. 6409–6418. 2014.
- *Borchevskina O., Karpov I., Karpov M.* Meteorological storm influence on the ionosphere parameters // Atmosphere. V. 11. N 9.1017. 2020. <https://doi.org/10.3390/atmos11091017>
- *Boška J., Šauli P.* Observations of gravity waves of meteorological origin in the F-region ionosphere // Phys. Chem. Earth. V. 26. P. 425–428. 2001. [https://doi.org/10.1016/S1464-1917\(01\)00024-1](https://doi.org/10.1016/S1464-1917(01)00024-1)
- *Dong W., Hickey M. P., Zhang S.* A numerical study of gravity waves propagation characteristics in the mesospheric Doppler duct // J. Geophys. Res. Atmos. 126. e2021JD034680. 2021. <https://doi.org/10.1029/2021JD034680>
- *Drob D.P., Emmert J.T., Meriwether J.W. et al.* An update to the Horizontal Wind Model (HWM): The quiet time thermosphere // Earth and Space Science. V. 2. P. 301–319. 2015.
- *Drobzheva Ya.V., Krasnov V.M.,* The acoustic field in the atmosphere and ionosphere caused by a point explosion on the ground // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 65. № 3. P. 369–377. 2003.
- *Fritts D.C.* A review of gravity wave saturation processes, effects, and variability in the middle atmosphere // Pure Appl. Geophys. V. 130. P. 343–371. 1989.
- *Fritts D.C., Alexander M.J.* Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere // Rev. Geophys. V. 41. № 1. P. 1–64. 2003. <https://doi.org/10.1029/2001RG000106>
- *Hickey M.P., Schubert G., Walterscheid R.L.* Acoustic wave heating of the thermosphere // J. Geophys. Res. – Space. V. 106(A10). P. 21543–21548. 2001. <https://doi.org/10.1029/2001JA000036>
- *Holton J. R.* An Introduction to dynamic meteorology. Fourth edition. London, UK: Elsevier Academic Press. 535 p. 2004.
- *Karpov I., Kshevetskii S.* Numerical study of heating the upper atmosphere by acoustic-gravity waves from a local source on the Earth's surface and influence of this heating on the wave propagation conditions // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 164. P. 89–96. 2017.
- *Kshevetskii S.P.* Analytical and numerical investigation of nonlinear internal gravity waves // Nonlinear Proc. Geoph. V. 8. P. 37–53. 2001a.
- *Kshevetskii S.P.* Modeling of propagation of internal gravity waves in gases // Comp. Math. Math. Phys. V. 41. № 2. P. 273–288. 2001b.
- *Kshevetskii S.P.* Numerical simulation of nonlinear internal gravity waves // Comp. Math. Math. Phys. V. 41. P. 1777–1791. 2001c.

- *Kurdyayeva Y., Kshevetskii S.* Study of propagation of acoustic-gravity waves generated by tropospheric heat source // EGU General Assembly 2021. EGU21-2755. 2021.
<https://doi.org/10.5194/egusphere-egu21-2755>
- *Li W., Yue J., Yang Y. et al.* Analysis of ionospheric disturbances associated with powerful cyclones in East Asia and North America // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 161. P. 43–54. 2017.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.06.012>
- *Lindzen R.S.* Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown // J. Geophys. Res. V. 86. P. 9707–9714. 1981.
- *Martinis C.R., Manzano J.R.* The influence of active meteorological systems on the ionospheric F-region // Ann. Geophys. V. 42. № 1. 1999.
<https://doi.org/10.4401/ag-3708>
- *Medvedev A.V., Ratovsky K.G., Tolstikov M.V. et al.* Relation of internal gravity wave anisotropy with neutral wind characteristics in the upper atmosphere // J. Geophys. Res.–Space. V. 122(7). P. 7567. 2017.
- *Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P. et al.* NRLMSISE-00 Empirical model of the atmosphere: statistical comparisons and scientific issues // J. Geophys. Res. V. 107. № A12. P. 1468. 2002.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009430>
- *Polyakova A.S., Perevalova N.P.* Comparative analysis of TEC disturbances over tropical cyclone zones in the north-west Pacific Ocean // Adv. Space Res. V. 52. № 8. P. 1416–1426. 2013.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2013.07.029>
- *Waldock J.A., Jones T.B.* HF Doppler observations of medium-scale travelling ionospheric disturbances at mid-latitudes // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 48(3). P. 245–260. 1986.