

ISSN 0016-7940

Том 63, Номер 4

Июль - Август 2023



ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ

www.sciencejournals.ru

Проблемы солнечно-земной физики



СОДЕРЖАНИЕ

Том 63, номер 4, 2023

Особенности распространения радиосигналов в диапазоне ОНЧ
в высоких широтах во время солнечных протонных событий

*О. И. Ахметов, И. В. Мингалев, О. В. Мингалев,
В. Б. Белаховский, З. В. Суворова* 411

Оценка ионизации нижней ионосферы во время солнечных вспышек X класса
по данным ОНЧ-наблюдений

И. А. Ряховский, Ю. В. Поклад, Б. Г. Гаврилов 422

Суточные вариации статистических характеристик изменчивости $NmF2$
по данным наземных ионозондов низких широт в геомагнито-спокойных
условиях при низкой солнечной активности

А. В. Павлов, Н. М. Павлова 429

Влияние подготовки землетрясения на изменение метеорологических
характеристик (на примере Чуйского землетрясения 2003 г.)

А. В. Шитов, С. А. Пулинец, П. А. Будников 441

Аэрозольный слой нижней термосферы: I. Наблюдение на фоне лимба Земли

*А. Н. Беляев, С. Ш. Николайшвили, А. Н. Омельченко, А. Ю. Репин,
М. А. Полуаршинов, Ю. В. Смирнов, А. В. Страхов, А. Г. Батищев,
В. И. Стасевич, Ю. В. Платов* 455

Зависимость локального индекса годовой асимметрии для медианы $NmF2$
от солнечной активности

М. Г. Деминов, Г. Ф. Деминова 467

Особенности прогнозирования работы ионосферных радиолиний
на верхнелучевых модах

И. В. Крашенинников, В. Н. Шубин 473

Явления гистерезиса во взаимосвязи жесткости обрезания космических лучей
и параметров магнитосферы во время бури 15 мая 2005 г.

О. А. Данилова, Н. Г. Птицына, М. И. Тясто 481

Распределение нановспышек в минимуме солнечной активности

С. А. Богачёв 488

Вращение долгоживущей корональной дыры в 24-м цикле солнечной активности

О. А. Андреева, В. М. Малащук 496

Изолированные события солнечных космических лучей, обусловленные приходом
быстрых штормовых частиц (ESP)

Г. А. Базилевская, Е. И. Дайбог, Ю. И. Логачев 503

Модель генерации ограниченного в пространстве вихря в стратифицированной
неустойчивой атмосфере

О. Г. Онищенко, С. Н. Артеха, Ф. З. Фейгин, Н. М. Астафьева 511

Статистические исследования авроральной активности и возмущений
геомагнитного поля на средних широтах

*Р. Вернер, В. Гинева, И. В. Дэспирак, А. А. Любич, П. В. Сецко,
А. Атанасов, Р. Божилова, Л. Райкова, Д. Валев*

520

Геоэффективность спорадических явлений в 24-м солнечном цикле

А. В. Белов, Е. А. Белова, Н. С. Шлык, М. А. Абунина, А. А. Абуни

534

УДК 537.877+519.6

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОСИГНАЛОВ В ДИАПАЗОНЕ ОНЧ В ВЫСОКИХ ШИРОТАХ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ

© 2023 г. О. И. Ахметов^{1, *}, И. В. Мингалев¹, О. В. Мингалев^{1, 2},
В. Б. Белаховский^{1, **}, З. В. Суворова¹

¹Полярный геофизический институт (ПГИ), Апатиты (Мурманская обл.), Россия

²Мурманский арктический государственный университет (МАГУ), Мурманск, Россия

*e-mail: akhmetov@pgia.ru

**e-mail: belakhovsky@pgia.ru

Поступила в редакцию 09.10.2022 г.

После доработки 26.12.2022 г.

Принята к публикации 26.01.2023 г.

Методами вычислительного эксперимента исследованы амплитудные и фазовые характеристики сигналов ОНЧ антропогенного происхождения во время солнечных протонных событий. В работе рассмотрены события 30 октября 2003 г. и 23 января 2012 г. Профили концентрации электронов построены с использованием данных радара некогерентного рассеяния VHF EISCAT, расположенного в городе Тромсё, Норвегия. В результате обработки данных вычислительных экспериментов показано, что в условиях солнечных протонных событий наблюдаются в основном амплитудные искажения ОНЧ-сигналов, при этом существует частотная зависимость величины искажений сигналов радиотехнической системы дальней навигации РСДН-20. Фазы сигналов системы РСДН-20 менее подвержены влиянию слабых солнечных протонных событий. Исследовано влияние нижней границы волновода Земля–ионосфера в случаях распространения сигналов системы РСДН-20 над поверхностью суши и океана во время солнечного протонного события.

DOI: 10.31857/S0016794022600545, EDN: PKMRVP

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечные протонные события (solar proton events – SPE), или солнечные космические лучи, представляют собой выброс с поверхности Солнца очень высокоэнергичных (МэВ–ГэВ) частиц, 90% из которых составляют протоны. Выброс солнечных протонов происходит вслед за солнечной вспышкой, солнечные протоны преодолевают расстояние между Солнцем и Землей примерно за 40 мин. Вторжение солнечных протонов в магнитосферу Земли и дальнейшее их высыпание в атмосферу Земли вызывает повышение электронной концентрации в основном в нижних слоях ионосферы (*D*-область), что приводит к изменению вида вертикального профиля проводимости. Солнечные протонные события, вызывающие увеличение числа частиц, зарегистрированных наземными нейтронными мониторами, получили название GLE (Ground Level Enhancement). Такие события достаточно редки и до настоящего времени зарегистрировано 73 GLE-события. Ионосферный отклик на вторжение солнечных протонов в виде поглощения радиоволн

(10–50 МГц) получил название поглощение полярной шапки (ППШ).

Протонные события оказывают значительное влияние на распространение радиосигналов в волноводе Земля–ионосфера [Potemra et al., 1967; Beloglazov et al., 1990], а потому нуждаются в изучении. В работе [Knipp et al., 2016] было показано, что поглощение сигналов американских радаров, вызванное солнечной вспышкой и солнечным протонным событием в мае 1967 г, едва не стали причиной начала ядерной войны между США и СССР. С точки зрения задач навигации, радиолокации и связи необходимо оценить влияние вторжений протонов разной интенсивности на амплитуду и фазу сигналов, распространяющихся в волноводе Земля–ионосфера. С другой стороны, с точки зрения геофизической задачи мониторинга состояния волновода Земля–ионосфера, необходимо выяснить, можно ли по наземным измерениям амплитуд и фаз постоянно действующих сигналов антропогенной природы выяснить состояние волновода для построения прогноза его радиопроницаемости в широком диапазоне частот. Обе задачи, прямая и обратная,

взаимосвязаны и требуют получения чистых от посторонних помех радио откликов во время указанных событий. Для получения таких откликов необходимо иметь значительный объем наземных измерений радиосигналов на разных станциях для дальнейшей их обработки статистическими методами. Примером такого подхода является сеть Antarctic-Arctic Radiation-belt (Dynamic) Deposition – VLF Atmospheric Research Konsortium (AARDDVARK) [Clilverd et al., 2009]. Другой подход предполагает широкое применение численных методов как для моделирования условий среды, так и для моделирования распространения радиосигналов в условиях, соответствующих конкретным геофизическим условиям.

Геофизическая задача мониторинга состояния волновода Земля–ионосфера может решаться как с использованием радиосигналов естественной природы, таких как молниевые разряды, так и с использованием сигналов антропогенной природы. Сигналы постоянно действующих источников антропогенной природы гораздо удобнее по причине стабильности их характеристик. К таким источникам в диапазоне ОНЧ относятся сигналы станций точного времени и сигналы радиотехнической системы дальней навигации (РСДН-20). В рамках данной работы в источнике используются частоты, соответствующие частотам системы РСДН-20. Данная система передает повторяющуюся последовательность длиной 3.6 с, состоящую из шести комбинаций частот длиной 400 мс с интервалом между передачами 200 мс. Основные передатчики системы расположены в районе городов Краснодар, Хабаровск и Новосибирск, иногда работает передатчик в районе пос. Ревда Мурманской обл. Их мощность составляет 500 кВт на каждой из частот. Основными частотами системы являются 11905, 12679 и 14881 Гц, иногда используются дополнительные частоты, незначительно отличающиеся от указанных. В определенный момент времени один передатчик излучает сигнал только на одной из рабочих частот, остальные передатчики могут излучать на других частотах [Jacobsen, 2022].

Для выявления реакции сигналов системы дальней навигации РСДН-20 на изменения профиля электронной концентрации во время вторжений высокоэнергетических протонов в атмосферу Земли рассмотрены протонные события GLE66 30 октября 2003 г. и SPE 23 января 2012 г., для которых выполнен комплекс вычислительных экспериментов.

Данное исследование является частью большого комплексного исследования по изучению реакции сигналов ОНЧ-диапазона, распространяющихся в высокоширотном участке волновода Земля–ионосфера, на изменение электронной плотности в *D*- и *E*-области методами вычисли-

тельного эксперимента. На данном этапе исследованы среднечастотная часть диапазона ИНЧ (1.5 кГц) [Ахметов и др., 2019а], среднечастотная часть диапазона ОНЧ (сигналы РСДН-20) [Ахметов и др., 2021а] и высокочастотная часть диапазона ОНЧ (сигналы службы точного времени “Бета”, 20.5, 23, 25.1 и 25.5 кГц) [Ахметов и др., 2021б] во время суббурь различной интенсивности в случаях горизонтально однородной и неоднородной электронной плотности в *D*- и *E*-области ионосферы. Эти исследования показали, что максимальное влияние изменения профиля электронной концентрации оказывают на сигналы ~10000 Гц, что делает систему РСДН-20 более предпочтительным антропогенным, постоянно действующим источником радиоизлучения с точки зрения мониторинга состояния ионосферы по данным наземной регистрации сигналов ОНЧ. Сигналы естественного происхождения, например от разряда молний, так же могут быть использованы для мониторинга состояния высокоширотной ионосферы, однако в этом случае резко возрастают требования к приемной аппаратуре вследствие заранее не известной локализации источника радиоизлучения.

Попытки связать состояние ионосферы с характеристиками сигналов системы РСДН-20 неоднократно предпринимались и ранее, например, в недавних исследованиях [Bashkuev et al., 2018; Стародубцев и др., 2019] отмечалось снижение амплитуды и изменение фазы в возмущенных условиях. В работе [Clilverd et al., 2006] с использованием приемника на архипелаге Шпицберген было исследовано влияние солнечных протонных событий в октябре–ноябре 2003 г. на распространение ОНЧ-радиоволн от наземных передатчиков в Северном полушарии. Было показано различное влияние SPE-событий на различные трассы прохождения радиоволн. Длинные трассы, расположенные по большей части внутри полярной шапки, показали существенное поглощение ОНЧ-сигнала, для коротких трасс наблюдалось меньшее поглощение сигнала. Для обоих типов трасс на дневной стороне наблюдались флуктуации амплитуды ОНЧ-сигнала.

Было обнаружено [Lynn, 2013], что при уменьшении высоты точки отражения ОНЧ-волн в авроральной зоне во время SPE-события на средних широтах, наоборот, происходит увеличение высоты точки отражения.

Характеристики ОНЧ-сигналов от наземных передатчиков также использовались как инструмент для определения состояния атмосферы (ионосферы) во время SPE-событий [Zigman et al., 2014]. Несмотря на в целом заметные эффекты, широкого распространения метод оценки состояния ионосферы по данным регистрации сигналов системы РСДН-20 наземными станциями не полу-

чил. Основной причиной этого является высокая сложность интерпретации данных, связанная с рядом особенностей распространения радиосигналов этого диапазона в волноводе Земля–ионосфера. Сильные искажения сигналов, вызванные горизонтально неоднородной ионосферой [Ахметов и др., 2021в], не позволяют использовать длинные (более 100–200 км) радиотрассы для задач мониторинга. Отсутствие численных оценок изменений амплитуды и фазы сигналов в тех или иных гелиогеофизических условиях и оценок влияния проводимости литосферы также усложняет интерпретацию данных регистрации радиосигналов сигналов ОНЧ.

Целью данной работы является определение изменений амплитуд электрической и магнитной компонент сигналов системы РСДН-20, а также скорости их распространения в условиях SPE. В работе исследовано влияние нижней границы волновода Земля–ионосфера в случаях распространения сигналов РСДН-20 над поверхностью суши и океана во время SPE, получены численные оценки изменения амплитуды и фазы сигналов при распространении в высокоширотном участке волновода во время SPE-событий.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Исследования проводились с помощью численной модели распространения электромагнитных волн, разработанной в Полярном геофизическом институте [Мингалев и др., 2018]. Профили электронной концентрации для событий были получены с использованием данных радара некогерентного рассеяния VHF EISCAT, расположенного вблизи г. Тромсё (Норвегия), и модели ионосферы GlobalDynamicModelofIonosphere (GDMI) [Shubin, 2015; Шубин, 2017]. Частоты столкновений в вычислительных экспериментах рассчитывались с использованием модели NRLMSISE. Геомагнитное поле, необходимое для моделирования, рассчитывалось по модели International Geomagnetic Reference Field 13-й генерации (IGRF13) [Alken et al., 2021]. Для возмущенных условий 23 января в 11:00 UTC были проведены два эксперимента для выявления влияния литосферы на регистрируемые амплитуды сигналов на уровне поверхности Земли. Один численный эксперимент проведен с литосферой, соответствующей океану, а второй численный эксперимент проведен с литосферой, соответствующей переходу океан–суша.

3. ПРОТОННЫЕ СОБЫТИЯ

В работе рассмотрены протонные события GLE66 30 октября 2003 г. и SPE 23 января 2012 г.

30 октября 2003 г. Вспышечные события, наблюдавшиеся в октябре–ноябре 2003 г., являются

самыми мощными проявлениями 23-го цикла солнечной активности [Веселовский и др., 2004; Gopalswamy et al., 2012]. Событие GLE66 произошло 29 октября (21:05 UT), в этот и следующий день наблюдался повышенный уровень солнечных протонов. 28 октября 2003 г. (11:20 UT) произошло событие GLE 65. То есть 30 октября 2003 г. произошло наложение эффектов от двух GLE-событий. По интенсивности событие GLE 65 ($J = 29500 \text{ p} (\text{см}^2 \text{ с стер})^{-1}$) заметно превосходило GLE 66 ($J = 3300 \text{ p} (\text{см}^2 \text{ с стер})^{-1}$). Нами было рассмотрено событие 30 октября 2003 г., поскольку именно для этого дня имелись данные радара EISCAT. Для события 30 октября 2003 г. с целью выявления зависимости амплитуды и фазы сигналов РСДН-20 проведено 5 вычислительных экспериментов. Два – для спокойных условий 31 октября в 04:00 UT и в 12:00 UT. Два – для возмущенных условий 30 октября в то же время. И один дополнительный эксперимент с профилями ионосферных параметров, полученных по модели GDMI для 31 октября в 12:00 UT, для сравнения с реалистичной ионосферой, полученной по данным EISCAT.

23 января 2012 г. Три последовательные и перекрывающиеся во времени вспышки на Солнце (C2.5/SF, M1.1/1N и M8.7) произошли в активной области NOAA 11402 (расположенной на N25 W20) 23 января 2012 г. Максимальная фаза первой вспышки (C2.5) наблюдалась около 01:50 UT, для второй вспышки (M1.1) – около 03:15 UT, а третья достигла максимума около ~03:59 UT. По данным спутников GOES протонное событие достигло максимума в 15:30 UT 23 января 2012 г. Уровень потоков составлял $6310 \text{ p} (\text{см}^2 \text{ с стер})^{-1}$ по данным спутников GOES для протонов с энергией $> 10 \text{ МэВ}$. Данное протонное событие не относится к классу GLE. Для события SPE 23 января 2012 г. проведено 4 вычислительных эксперимента, по два для спокойных условий 22 января и возмущенных 23 января, в 03:00 UTC и в 11:00 UTC [Makhmutov et al., 2013].

4. ОБЛАСТЬ МОДЕЛИРОВАНИЯ И УСЛОВИЯ СРЕД РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Профили электронной концентрации представлены на рис. 1 и рис. 2 для дат 30–31 октября 2003 г. и 22–23 января 2012 г. соответственно. На рисунках спокойные условия показаны сплошной линией, а возмущенные прерывистой линией. В панелях *a* и *b* показаны профили для условий ночи и дня соответственно. На рисунке 1*b* пунктирной линией показан высотный профиль концентрации электронов, полученный по модели ионосферы GDMI, для условий дня 30 октября 2003 г. в точке с координатами, соответствующими г. Тромсё, Норвегия. Остальные профили построены по данным радара некогерентного рассеяния VHF

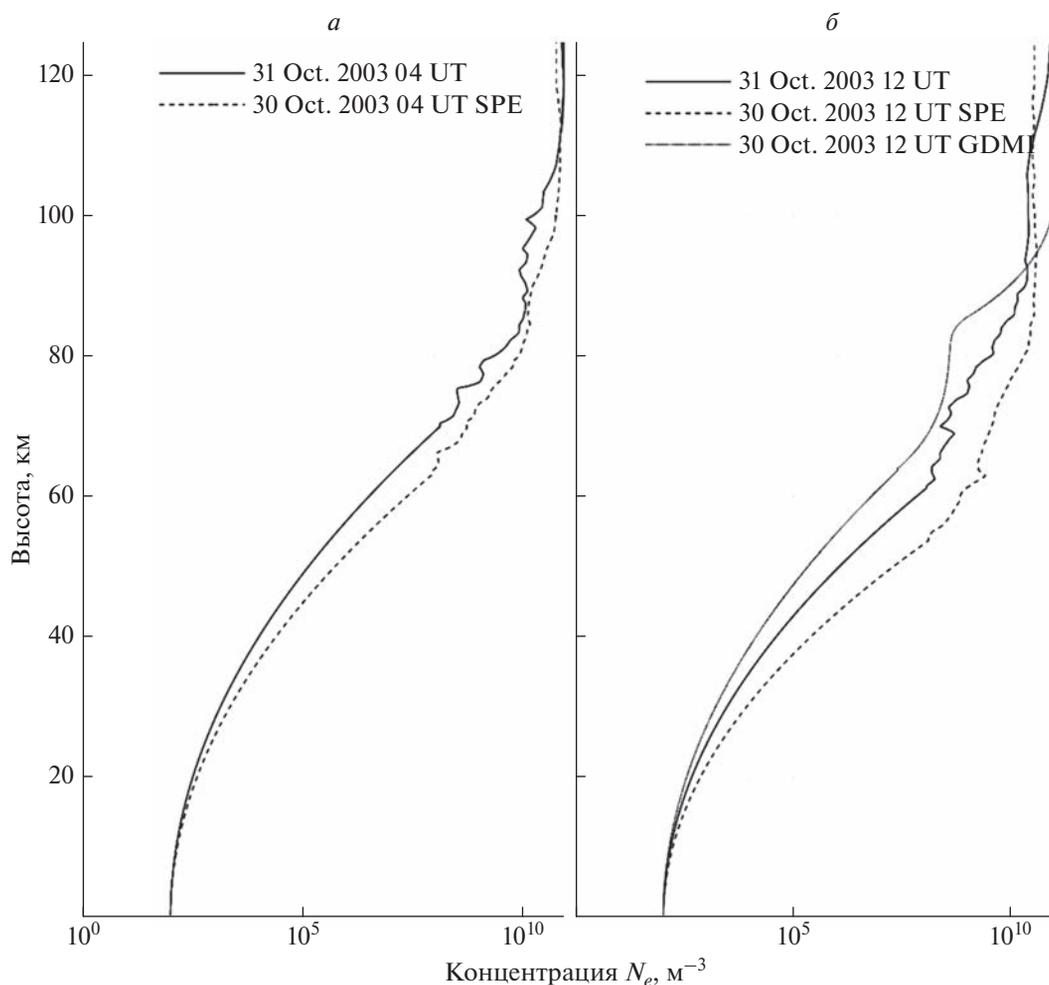


Рис. 1. Высотные профили электронной концентрации для 30–31 октября 2003 г. в панелях (а) 04 UT и (б) 12 UT.

EISCAT (Тромсё, Норвегия). Все профили начинаются с высот 60–70 км, ниже концентрация электронов экстраполировалась к значению 100 м^{-3} . Модель GDMI так же, как IRI или другие общие модели ионосферы, не воспроизводит повышение концентрации, вызванное вторжением высокоэнергичных солнечных протонов, поэтому ее профиль, рассчитанный для даты и времени протонного события, более соответствует спокойным условиям.

Частота столкновений электронов с нейтралами и ионами была рассчитана на основе профилей электронной концентрации и данных модели NRLMSISE2000 с использованием формул из книги Schunk and Nagy [2009] стр. 109.

Профиль проводимости литосферы на суше был задан с учетом результатов исследований, полученных несколькими научными группами, и опубликованных в работе [Korja et al., 2002]. В океане использовалась однородная литосфера с $\sigma = 2$ и $\epsilon = 81$.

Численные расчеты проводились в декартовой системе координат, где ось Z располагалась нормально к поверхности Земли. Таким образом, область моделирования для численных экспериментов была параллелепипедом, включающим участок волновода Земля–ионосфера. Уровень поверхности Земли соответствовал $Z = 0$.

В численных экспериментах использовалась горизонтально однородная ионосфера и область размером $256 \times 1000 \text{ км}$ по горизонту, 125 км по высоте в атмосфере и ионосфере и 25 км в глубину в литосфере. Шаг сетки над поверхностью Земли – 250 м по вертикали, 500 м по горизонтали, в литосфере – 125 м по вертикали и 500 м по горизонтали. Центр источника сигнала располагался на расстоянии 64 км от трех боковых граней полученного параллелепипеда. Для всех внешних поверхностей, кроме нижней, использовалось условие ухода свободной волны вместе с адаптированными поглощающими слоями PML и профилем потерь [Berenger, 1994].

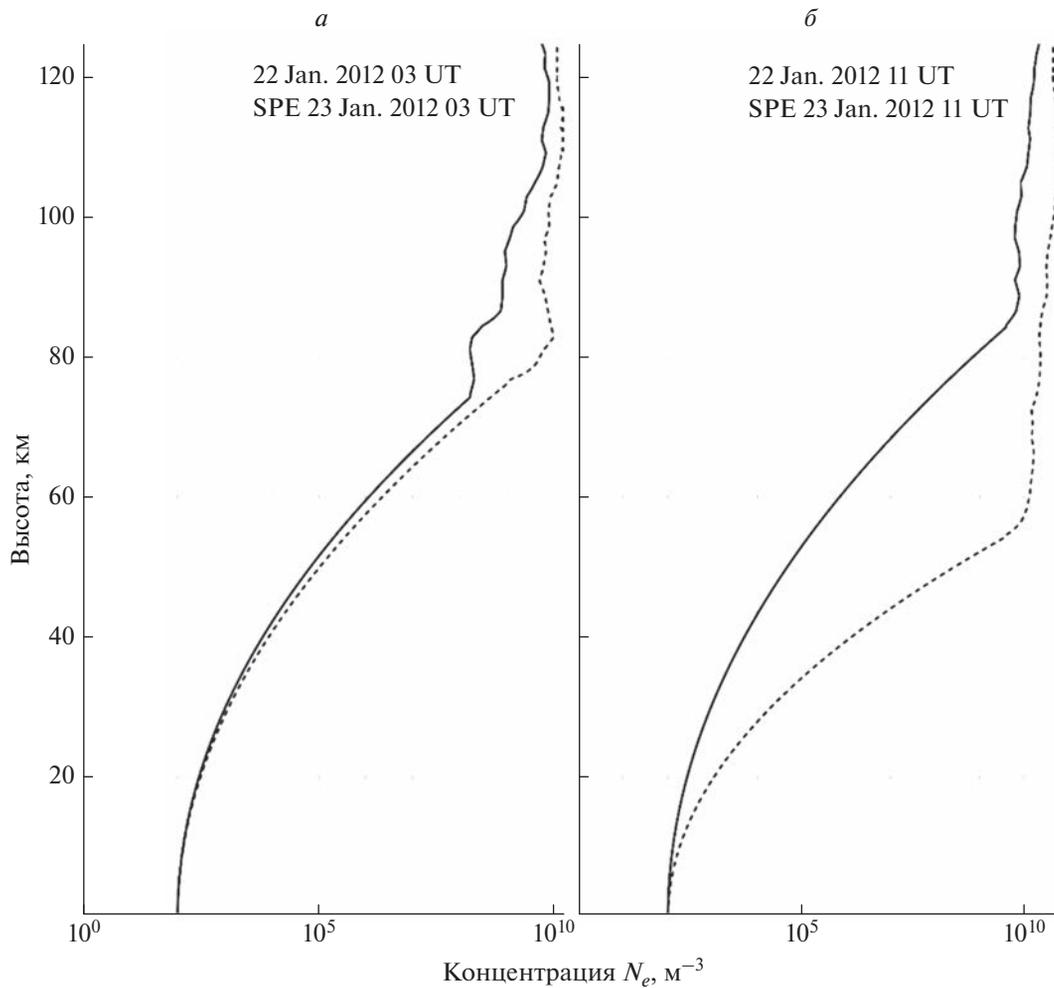


Рис. 2. Высотные профили электронной концентрации для 22–23 января 2012 г. в панелях (а) 03 UT и (б) 11 UT.

Сигнал источника представлял собой сумму синусоид на частотах системы РСДН-20, а именно 11905, 12679, 14881 Гц. На расстоянии 64 км от левой вертикальной границы прямоугольной области моделирования, на части вертикальной плоскости, параллельной этой границе, шириной 128 км, на высотах от поверхности Земли до 60 км, было задано горизонтальное магнитное поле. Это позволило в первом приближении задать плоский фронт волны. Магнитное поле в модельной области задавалось моделью IGRF13 [Alken et al., 2021] для соответствующих координат и даты.

5. МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ

Модель распространения электромагнитных сигналов, разработанная в ПГИ, основана на численном интегрировании системы уравнений Максвелла вместе с замыкающим эту систему линейным уравнением движения электронов в ионосферной плазме. Метод использует ряд

новых приемов и имеет ряд важных преимуществ по сравнению с традиционным методом конечных разностей во временной области (КРВО). В разработанном методе электрическое и магнитное поля вычисляются в одни и те же моменты времени в одинаковых узлах пространственной сетки, а также используется расщепление по пространственным направлениям и физическим процессам. На шагах распространения по пространственным направлениям используется противоточковая аппроксимация пространственных производных (метод Годунова с коррекцией потоков) [Годунов и Куликов, 2014]. А на каждом шаге учета вращения и затухания поля вместо конечно-разностной аппроксимации производной по времени используется точное решение соответствующей 6-мерной системы обыкновенных дифференциальных уравнений. При помощи нового метода с хорошей точностью был воспроизведен ряд важных физических эффектов распространения волн в волноводе Земля–ионосфера. В частности, в работе [Ахметов и др., 2019б] про-

Таблица 1. Затухание сигнала РСДН-20 в пересчете на км радиотрассы

Вычислительный эксперимент	Потери энергии, %/км	Затухание E, %/км	Затухание H, %/км
Тромсё. SPE 30 октября 2003 г., 04 UT			
“31oct2003 11905 Гц”	0.240678	0.127209	0.112714
“31oct2003 12649 Гц”	0.276668	0.145651	0.133934
“31oct2003 14881 Гц”	0.263436	0.139311	0.13582
“SPE 30oct2003 11905 Гц”	0.306162	0.162255	0.155929
“SPE 30oct2003 12649 Гц”	0.337245	0.178869	0.17244
“SPE 30oct2003 14881 Гц”	0.243411	0.127738	0.123848
Тромсё. SPE 30 октября 2003 г., 12 UT			
“GDMI 30oct2003 11905 Гц”	0.279985	0.148221	0.1394
“GDMI 30oct2003 12649 Гц”	0.316359	0.166765	0.160563
“GDMI 30oct2003 14881 Гц”	0.259782	0.136315	0.134038
“31oct2003 11905 Гц”	0.327718	0.173162	0.168238
“31oct2003 12649 Гц”	0.357219	0.189466	0.184873
“31oct2003 14881 Гц”	0.261538	0.138388	0.133867
“SPE 30oct2003 11905 Гц”	0.41121	0.221513	0.217786
“SPE 30oct2003 12649 Гц”	0.427975	0.229802	0.226715
“SPE 30oct2003 14881 Гц”	0.326614	0.173385	0.170827
Тромсё. SPE 23 января 2012 г., 03 UT			
“22jan2012 3UT 11905 Гц”	0.181799	0.0913188	0.0893064
“22jan2012 3UT 12649 Гц”	0.249305	0.126725	0.128175
“22jan2012 3UT 14881 Гц”	0.264272	0.136587	0.138469
“SPE 23jan2012 3UT 11905 Гц”	0.556011	0.307182	0.305686
“SPE 23jan2012 3UT 12649 Гц”	0.552423	0.303438	0.302468
“SPE 23jan2012 3UT 14881 Гц”	0.429361	0.231117	0.229702
Тромсё. SPE 23 октября 2015 г., 11 UT			
“22jan2012 11UT 11905 Гц”	0.172702	0.0875821	0.0810475
“22jan2012 11UT 12649 Гц”	0.316817	0.164762	0.167633
“22jan2012 11UT 14881 Гц”	0.395985	0.20532	0.225009
“SPE 23jan2012 11UT 11905 Гц”	0.581663	0.324073	0.320813
“SPE 23jan2012 11UT 12649 Гц”	0.576904	0.318938	0.31742
“SPE 23jan2012 11UT 14881 Гц”	0.459178	0.24825	0.247094

Примечание. Серым цветом отмечены возмущенные условия.

демонстрировано хорошее соответствие расчетных волновых характеристик с известными экспериментальными данными [Lebed et al., 2017; Larchenko et al., 2018] для такого тонкого эффекта, как поляризация волн ионосферного источника в высокоширотной замагниченной ионосферной плазме. Модель имеет опубликованное описание [Мингалев и др., 2018], протестирована на задачах с известными точными аналитическими решениями [Akhmetov et al., 2018]. Неоднократно применялась для решения задач распространения электромагнитных волн в волноводе Земля–ионосфера [Ахметов и др., 2019а, 2021а, 2021б].

6. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В статье рассматриваются два события SPE с точки зрения распространения ОНЧ-сигналов системы РСДН-20 в высокоширотной области. Результаты численных оценок затухания амплитуды и фазовой задержки для всех анализируемых в работе случаев были сведены в две общие таблицы. В табл. 1 представлены оценки ослабления амплитуд магнитной и электрической составляющих электромагнитной волны и потерь энергии в процентах, приведенных к 1 км радиотрассы. В табл. 2 представлены оценки запаздывания маг-

Таблица 2. Запаздывание фазы сигнала РСДН-20 в пересчете на км радиотрассы относительно распространения в вакууме

Вычислительный эксперимент	Задержка фазы потока энергии, рад/км	Задержка фазы E, рад/км	Задержка фазы H, рад/км
Тромсё. SPE 30 (GLE 66) октября 2003 г., 04 UT			
“31oct2003 11905 Гц”	0.0146209	0.0219159	0.0217099
“31oct2003 12649 Гц”	0.0114504	0.0176644	0.0167182
“31oct2003 14881 Гц”	0.00783274	0.00989578	0.00910698
“SPE 30oct2003 11905 Гц”	0.0151856	0.0251155	0.0252268
“SPE 30oct2003 12649 Гц”	0.0127703	0.019898	0.0185305
“SPE 30oct2003 14881 Гц”	0.00799709	0.0121774	0.0117928
Тромсё. SPE 30 (GLE 66) октября 2003 г., 12 UT			
“GDMI 30oct2003 11905 Гц”	0.0151961	0.0224768	0.0221088
“GDMI 30oct2003 12649 Гц”	0.0121339	0.0183243	0.0176964
“GDMI 30oct2003 14881 Гц”	0.00799634	0.010873	0.0105521
“31oct2003 11905 Гц”	0.0162568	0.0265743	0.0250244
“31oct2003 12649 Гц”	0.0125742	0.0192411	0.0199322
“31oct2003 14881 Гц”	0.0080247	0.0116785	0.0116827
“SPE 30oct2003 11905 Гц”	0.0135013	0.0242763	0.0239856
“SPE 30oct2003 12649 Гц”	0.0116747	0.0186586	0.0192697
“SPE 30oct2003 14881 Гц”	0.00871178	0.0121396	0.0117093
Тромсё. SPE 23 января 2012 г., 03 UT			
“22jan2012 03 UT 11905 Гц”	0.0171571	0.0257283	0.0241661
“22jan2012 03 UT 12649 Гц”	0.0123451	0.0202134	0.0193831
“22jan2012 03 UT 14881 Гц”	0.00710067	0.00741321	0.00863405
“SPE 23jan2012 03 UT 11905 Гц”	0.0152374	0.0223968	0.0218158
“SPE 23jan2012 03 UT 12649 Гц”	0.0112347	0.0165808	0.0170667
“SPE 23jan2012 03 UT 14881 Гц”	0.0106179	0.011965	0.0114507
Тромсё. SPE 23 октября 2015 г., 11 UT			
“22jan2012 11 UT 11905 Гц”	0.0129858	0.0213077	0.0191338
“22jan2012 11 UT 12649 Гц”	0.0096322	0.0174474	0.0135822
“22jan2012 11 UT 14881 Гц”	0.00679729	0.00789902	0.00648728
“SPE 23jan2012 11 UT 11905 Гц”	0.0166962	0.0234595	0.0232947
“SPE 23jan2012 11 UT 12649 Гц”	0.0117584	0.018142	0.0173659
“SPE 23jan2012 11 UT 14881 Гц”	0.00860066	0.0106172	0.0104043

Примечание. Серым цветом отмечены возмущенные условия.

нитной и электрической составляющих электромагнитной волны и вектора потока энергии от той же волны, распространяющейся в вакууме со скоростью света в радианах, приведенной к 1 км радиотрассы. На рис. 3 представлены зависимости амплитуды электрического поля сигнала от расстояния до источника, типом линии показаны частоты системы РСДН-20. На рис. 3а линиями разного оттенка серого представлены амплитуды поля E сигналов системы РСДН-20, распространяющихся в спокойных условиях 22 января и во

время SPE 23 января. На рис. 3б линиями разного оттенка серого представлены амплитуды поля E во время SPE 23 января при различной литосфере: вся область – суша, вся область – океан, переход океан–суша.

7. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В первую очередь необходимо отметить ряд ограничений в интерпретации результатов, свя-

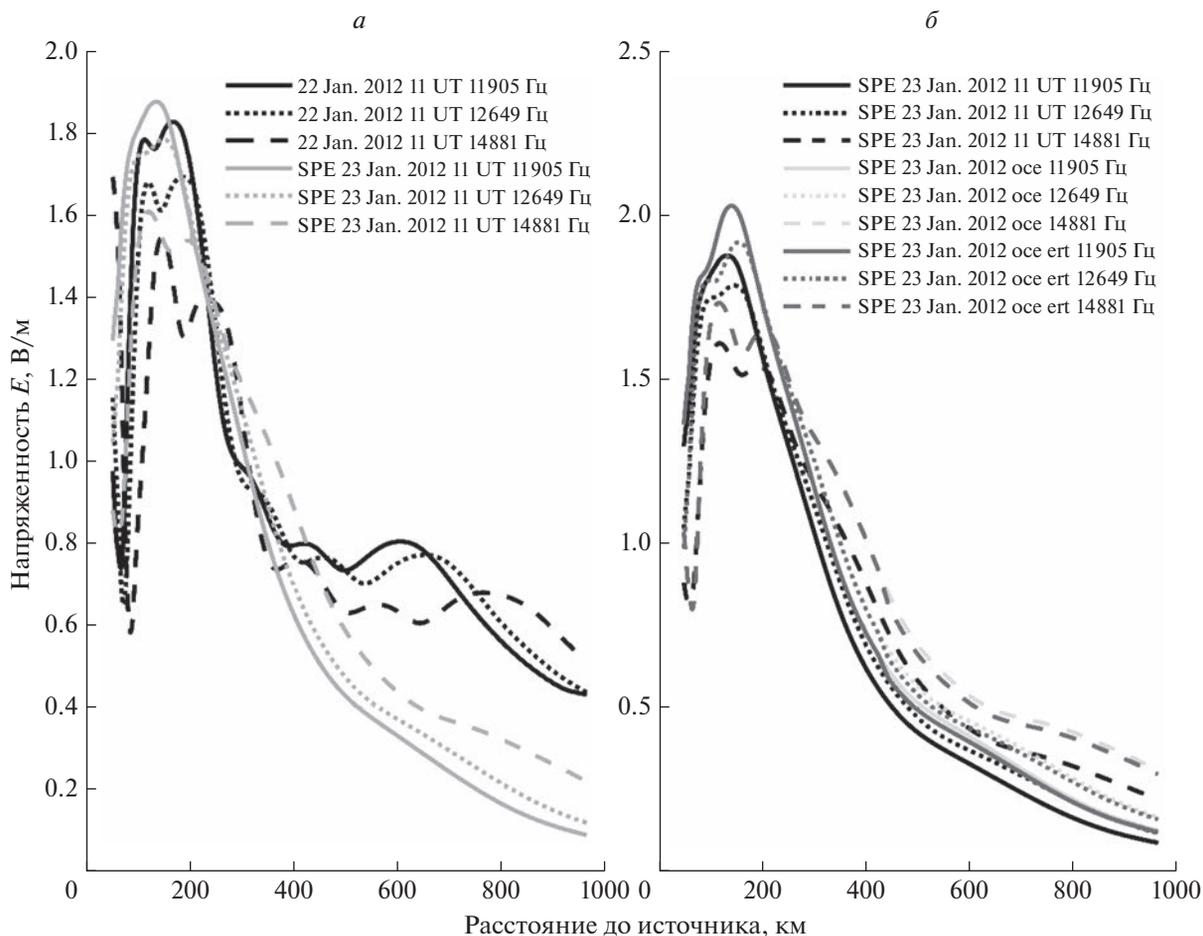


Рис. 3. Зависимости амплитуды электрического поля сигнала от расстояния до источника, типом линии показаны частоты системы РСДН-20. На панели (а) представлены амплитуды сигналов, распространяющихся в спокойных условиях 22 января и во время SPE 23 января. На панели (б) представлены амплитуды поля E во время SPE 23 января при различной литосфере: вся область – суша, вся область – океан, переход океан–суша.

занных с модельной природой полученных данных. На рис. 3 представлены графики амплитуды сигналов в зависимости от расстояния до источника для случая 23 января 2012 г. в 11 UT, аналогичным образом выглядят графики амплитуды сигналов и для других обсуждаемых в работе случаев. На рис. 3 заметен существенно разный характер затухания вблизи источника (\sim до 300 км) и на удалении от него. Несмотря на задание источника плоскостью в области моделирования, реализующей гигантскую антенну, призванную уйти от интерференционных особенностей поведения сигналов в ближней зоне, из-за расхождения структуры поля и условий среды возникают вторичные источники сигнала, делающие анализ амплитуд и фаз сигналов вблизи излучающей плоскости нецелесообразным. Таким образом, из всей модельной области реально для анализа поведения сигналов, связанных с особенностями ионосферы в условиях вторжения солнечных

протонов, может использоваться только небольшая, дальняя от источника часть в направлении распространения. Второе важное ограничение модельных результатов – горизонтально однородная ионосфера. В реальности, в условиях вторжения высокоэнергетических частиц в полярную ионосферу, области горизонтально однородной ионосферы вероятно будут иметь незначительные размеры на фоне общей сильно горизонтально неоднородной структуры электронной плотности. В работе [Ахметов и др., 2021в] показано, что горизонтальные неоднородности ионосферной плазмы вносят сильные искажения в амплитуду и фазу сигналов РСДН-20. В той же работе показан нелинейный характер зависимости искажений от направления прохождения сигнала через область горизонтально неоднородной ионосферы. В связи с вышеизложенным можно сделать вывод, что обсуждаемые далее оценки изменений амплитуды и фазы сигналов РСДН-20, вызван-

ные SPE, носят исключительно локальный характер. Авторы не могут рекомендовать их применение для вычисления точных значений амплитуд и фаз сигналов, распространяющихся на продолжительных высокоширотных радиотрассах (более 100–200 км). Полученные результаты предназначены в первую очередь для качественной оценки состояния ионосферы по данным достаточно густой сети регистрирующих станций с расстоянием между пунктами регистрации порядка 100–200 км, регистрирующих сигналы далеких источников.

Практически во всех численных экспериментах эффект от увеличения концентрации на высотах *D*-слоя и ниже приводит к снижению амплитуды в результате повышенного сопротивления волновода (табл. 1), что согласуется с результатами эмпирических исследований сигналов в диапазоне ОНЧ [Cummer et al., 1997; Maurya et al., 2018]. Из табл. 1 и рис. 1 и 2 видно, что эффект затухания амплитуд тем сильнее, чем больше концентрация электронов на высотах 70–80 км. Кроме того, хорошо заметна частотная зависимость затухания: высокие частоты затухают меньше, чем более низкие, что, видимо, связано с глубиной проникновения сигналов в области ионосферы с высокой концентрацией электронов. Низкочастотные сигналы проникают глубже, вследствие чего затухают сильнее. Аналогичная частотная зависимость наблюдается и при распространении над сушей и океаном. Так, при пересечении сигналом береговой линии с океана на сушу потери энергии увеличиваются на 0.000329%/км на частоте 11905 Гц; на 0.000153%/км на частоте 12649 Гц; на 0.000082%/км на частоте 14881 Гц. В целом разница при распространении над сушей или океаном незначительна на фоне влияния ионосферной электронной плотности, что позволяет ему пренебречь на коротких радиотрассах 100–200 км.

Поведение фазовой задержки табл. 2 менее предсказуемо: при увеличении концентрации она может как увеличиваться — случаи 30 октября 2003 г. в 04 UT и 23 января 2017 г. в 11 UT, так и уменьшаться на частотах 11905 и 12649 Гц во время SPE 30 октября 2003 г. в 12 UT и 23 января 2017 г. в 03 UT. Интересно, что задержка во всех случаях увеличивалась на частоте 14881 Гц. Это говорит о сложном характере отражения сигналов от ионосферы, затрагивающем значительную область как по вертикали, так и по горизонтальным координатам. В целом изменение фазы, вызванное SPE-событиями, не велико. Дополнительная задержка потока энергии сигнала при пересечении береговой линии со стороны океана составила 0.0012929 рад/км на частоте 11905 Гц; на 0.0023423 рад/км на частоте 12649 Гц; на — 0.002278 рад/км на частоте 14881 Гц. Такие изменения могут быть сравнимы с изменениями, вызванными SPE-событиями.

Резюмируя вышеизложенное, можно сформулировать требования к системам регистрации, которые могут быть использованы для локального мониторинга ионосферы с целью выдачи прогноза по условиям радиосвязи в диапазоне ОНЧ: радиотрасса должна состоять из двух пунктов регистрации, расположенных на одной линии с источником. Пункты регистрации должны быть удалены от источника на значительное расстояние для исключения влияния интерференции мод, распространяющихся с разным волновым вектором. В случае использования естественных источников, например, молниевых разрядов, необходимо регистрировать совместно с электрическими и магнитные компоненты для обеспечения селекции сигналов по углам прихода. В случае привлечения фазовых характеристик для анализа состояния ионосферы необходимо обеспечить качественную синхронизацию регистрируемых сигналов с мировым временем и учесть особенности проводимости литосферы на радиотрассе.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены два SPE- события с точки зрения их влияния на распространение ОНЧ-сигналов системы РСДН-20 в высокоширотном регионе. В результате обработки данных вычислительных экспериментов получено, что в условиях SPE-событий наблюдаются в основном амплитудные искажения ОНЧ-сигналов. При этом влияние протонных событий сильнее сказывается на амплитудах в дневное время. Существует частотная зависимость влияния высыпаний высокоэнергетических протонов на сигналы РСДН-20: сигналы меньшей частоты реагируют на такие события сильнее.

Фазы сигналов РСДН-20 менее подвержены влиянию слабых SPE. На частоте 14881 Гц при незначительном, менее порядка, увеличении концентрации электронов в *D*- и *E*-слоях ионосферы наблюдается незначительное снижение фазовой задержки. На меньших частотах и в случае увеличения концентрации в области отражения более чем на порядок фазовая задержка возрастает также незначительно.

Исследовано влияние проводимости литосферы на амплитуды и фазы сигналов РСДН-20, показано слабое влияние проводимости на амплитуды сигналов и более выраженное — на скорость их распространения.

Сделаны оценки затухания амплитуд сигналов и задержки фазы в различных геофизических условиях. Оценки могут быть использованы на коротких радиотрассах 100–200 км в области высоких широт для мониторинга состояния ионосферы.

Сформулированы требования к таким радиотрассам.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-77-10018) (<https://rscf.ru/project/18-77-10018/>) (Ахметов О.И., Белаховский В.Б.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ахметов О.И., Мингалев И.В., Мингалев О.В., Суворова З.В., Белаховский В.Б., Черняков С.М. Определение характеристик ИЧЧ-волн, наиболее сильно реагирующих на незначительные изменения электронной плотности ионосферы в области высоких широт // Солнечно-земная физика. Т. 5. № 4. С. 99–109. 2019а. <https://doi.org/10.12737/szf-54201911>
- Ахметов О.И., Мингалев И.В., Мингалев О.В., Суворова З.В. Тестирование численной схемы интегрирования уравнений Максвелла для широкополосных сигналов на задаче распространения электромагнитных волн от ионосферного источника // Труды кольского научного центра РАН. Т. 8. С. 193–198. 2019б. <https://doi.org/10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.193-198>
- Ахметов О.И., Мингалев И.В., Мингалев О.В., Белаховский В.Б., Суворова З.В. Распространение электромагнитных волн в области высоких широт при различных состояниях ионосферы на частотах системы радионавигации РСДН-20 (АЛЬФА) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 3. С. 366–378. 2021а. <https://doi.org/10.31857/S0016794021030020>
- Ахметов О.И., Мингалев И.В., Мингалев О.В., Белаховский В.Б., Суворова З.В. Распространение электромагнитных волн в области высоких широт при различном состоянии ионосферы на частотах системы точного времени бета // Изв. РАН. Сер. физическая. Т. 85. № 3. С. 315–320. 2021б. <https://doi.org/10.31857/S0367676521020034>
- Ахметов О.И., Мингалев И.В., Мингалев О.В., Белаховский В.Б., Суворова З.В. Моделирование процесса распространения сигналов радиотехнической системы дальней навигации РСДН-20 Альфа в участках волновода Земля–ионосфера с горизонтально неоднородным распределением концентрации электронов // Physics of Auroral Phenomena. Т. 44. С. 67–70. 2021в. <https://doi.org/10.51981/2588-0039.2021.44.015>
- Веселовский И.С., Панасюк М.И., Авдюшин С.И. и др. Солнечные и гелиосферные явления в октябре–ноябре 2003 г.: причины и следствия // Космич. исслед. Т. 42. № 5. С. 1–57. 2004. <https://doi.org/10.1023/B:COSM.0000046229.24716.02>
- Годунов С.К., Куликов И.М. Расчет разрывных решений уравнений гидродинамики с гарантией неубывания энтропии // Журн. вычислительной математики и математической физики. Т. 54. № 6. С. 1008–1021. 2014. <https://doi.org/10.7868/S0044466914060088>
- Мингалев И.В., Мингалев О.В., Ахметов О.И., Суворова З.В. Явная схема расщепления для уравнений Максвелла // Математическое моделирование. Т. 30. № 12. С. 17–38. 2018.
- Стародубцев С.А., Баишев Д.Г., Григорьев В.Г., Каримов Р.Р., Козлов В.И., Корсаков А.А., Макаров Г.А., Моисеев А.В. Анализ солнечных, космо- и геофизических событий в сентябре 2017 г. по комплексным наблюдениям ИКФИА СО РАН // Солнечно-земная физика. Т. 5. № 1. С. 17–38. 2019. <https://doi.org/10.12737/szf-51201903>
- Шубин В.Н. Глобальная эмпирическая модель критической частоты F2-слоя ионосферы для спокойных геомагнитных условий // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 4. С. 450–462. 2017. <https://doi.org/10.1134/S0016794019040151>
- Alken P., Thébaud E., Beggan C.D. et al. International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation // Earth Planets Space. V. 73. P. 1–25. 2021. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01288-x>
- Akhmetov O.I., Mingalev V.S., Mingalev I.V., Mingalev O.V. Solution of the cauchy problem for the three-dimensional telegraph equation and exact solutions of maxwell's equations in a homogeneous isotropic conductor with a given exterior current source // Computational Mathematics and Mathematical Physics. V. 58. № 4. P. 604–611. 2018. <https://doi.org/10.1134/S0965542518040036>
- Bashkuev Y., Advokatov V., Buyanov D., Pushkarev M. Analysis of the conditions for the radio waves propagation in the waveguide “Earth-Ionosphere” on the paths “Novosibirsk-Ulan-Ude” and “Komsomolsk-on-Amur-Ulan-Ude” during magnetic storms august 31–september 12, 2017 // IX International Conference “Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquake Precursors”. id. 01002. 2018. <https://doi.org/10.1051/e3sconf/2018620100>
- Beloglazov M.I., Beloglazova G.P., Vashenyuk E.V., Petrova G.A., Shumilov O.I., Shishaev V.A., Zabavina I.N., Nesterov V.I. The ionospheric effects in D-layer and solar proton precipitation zones during the 16 February 1984 event // Planet. Space Sci. V. 38. № 12. P. 1479–1486. 1990. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(90\)90154-I](https://doi.org/10.1016/0032-0633(90)90154-I)
- Berenger J.-P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves // J. Computational Phys. V. 114. № 2. P. 185–200. 1994. <https://doi.org/10.1006/JCPH.1994.1159>
- Clilverd M., Seppälä A., Rodger C., Thomson N., Verronen P., Turunen E., Ulich T., Lichtenberger J., Steinbach P. Modeling polar ionospheric effects during the October–November 2003 solar proton events // Radio Sci. V. 41. id RS2001. 2006. <https://doi.org/10.1029/2005RS003290>
- Clilverd M., Rodger C., Thomson N. et al. Remote sensing space weather events: the AARDDVARK network // Space Weather. V. 7. Id. S04001. 2009. <https://doi.org/10.1109/URSIGASS.2014.6929921>
- Cummer S.A., Bell T.F., Inan U.S., Chenette D.L. VLF remote sensing of high-energy auroral particle precipitation // J. Geophys. Res. V. 102. A4. P. 7477–7484. 1997. <https://doi.org/10.1029/96JA03721>
- Gopalswamy N., Xie H., Yashiro S., Akiyama S., Mäkelä P., Usoskin I.G. Properties of Ground Level Enhancement Events and the Associated Solar Eruptions During Solar Cycle 23 // Space Sci. Rev. V. 171. P. 23–60. 2012. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1205.0688>
- Jacobsen T. The Russian VLF navaid system alpha, RSDN-20. <http://www.vlf.it/alphatrunder/alpha.htm/2022>.
- Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A.A., et al. Crustal conductivity in Fennoscandia – a compilation. № 5.

- P. 535–558. 2002.
<https://doi.org/10.1186/BF03353044>
- Knipp D., Ramsay A., Beard E., Boright A., Cade T., Hewins I., McFadden R., Denig W., Kilcommons L., Shea M., Smart D. The May 1967 great storm and radio disruption event: Extreme space weather and extraordinary responses // *Space Weather*. V. 14. P. 614–633. 2016.
<https://doi.org/10.1002/2016sw001423>
- Larchenko A.V., Pilgaev S.V., Lebed O.M., Fedorenko Yu.V. Features of the structure of the VLF electromagnetic field on the arch. Spitsbergen in experiments on heating the ionosphere // *Bulletin of the Kola Scientific Center of the Russian Academy of Sciences*. V. 3. P. 115–119. 2018.
- Lebed O.M., Pilgaev S.V., Nikitenko A.S., Larchenko A.V., Fedorenko Yu.V. Estimation of the height of the ionospheric source formed during HF heating by the EISCAT / heating stand based on phase measurements at a network of high-latitude stations in calm and disturbed helio-geophysical conditions // *Bulletin of the Kola Scientific Center of the Russian Academy of Sciences*. V. 4. P. 67–74. 2017.
- Lynn K.J.W. A relationship between solar proton events, ionospheric uplift observed at VLF and negative ionospheric storms // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 105. P. 61–65. 2013.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.07.009>
- Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A., Stozhkov Y.I. et al. Solar proton event on January 23, 2012 / 33RD international cosmic ray conference. Rio de Janeiro. P. 1440. 2013.
- Maurya A.K., Venkatesham K., Kumar S., Singh R., Tiwari P., Singh A.K. Effects of St. Patrick's Day geomagnetic storm of March 2015 and of June 2015 on low-equatorial D region ionosphere // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 123. P. 6836–6850. 2018.
<https://doi.org/10.1029/2018JA025536>
- Potemra T.A., Zmuda A.J., Haave C.R., Shaw B.W. VLF phase perturbations produced by solar protons in the event of February 5, 1965 // *J. Geophys. Res.* V. 72. P. 6077–6089. 1967.
- Schunk R., Nagy A. *Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry* (2nd ed., Cambridge Atmospheric and Space Science Series). Cambridge: Cambridge University Press. 355 p. 2009.
<https://doi.org/10.1017/CBO9780511635342>
- Shubin V.N. Global median model of the F2-layer peak height based on ionospheric radio-occultation and ground-based Digisonde observations // *Adv. Space Res.* V. 56. P. 916–928. 2015.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.05.029>
- Zigman V., Kudela K., Grubor D. Response of the Earth's lower ionosphere to the Ground Level Enhancement event of December 13, 2006 // *Adv. Space Res.* V. 53. P. 763–775. 2014.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2013.12.026>

УДК 550.388.2

ОЦЕНКА ИОНИЗАЦИИ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК X КЛАССА ПО ДАННЫМ ОНЧ-НАБЛЮДЕНИЙ

© 2023 г. И. А. Ряховский¹, *, Ю. В. Поклад¹, **, Б. Г. Гаврилов¹, ***

¹Института динамики геосфер им. акад. М.А. Садовского РАН (ИДГ РАН), Москва, Россия

*e-mail: ryakhovskiy88@yandex.ru

**e-mail: poklad@mail.ru

***e-mail: boris.gavrilov34@gmail.com

Поступила в редакцию 17.11.2022 г.

После доработки 28.11.2022 г.

Принята к публикации 26.01.2023 г.

Представлены результаты анализа данных измерений амплитуд и фаз сигналов СДВ-передатчиков GQD (19.6 кГц) и GBZ (22.1 кГц) в обс. ИДГ РАН Михнево с целью оценки воздействия солнечных вспышек X 2.2 и X 1.5 10.06.2014 г. на электронную концентрацию в нижней ионосфере. По данным измерения потока рентгеновского излучения спутником GOES на длинах волн 0.05–0.4 нм и 0.1–0.8 нм был рассчитан поток излучения в более жестких спектральных диапазонах 0.01–0.3, 0.01–0.26 и 0.01–0.22 нм. Это позволило определить скорости ионизации и спектральные диапазоны излучения, оказавшие наибольшее влияние на динамику электронной концентрации. Показано, что, если длительность переднего фронта существенно меньше характерного времени рекомбинации, изменение профиля электронной концентрации в нижней ионосфере на фронте вспышки линейно связано с изменением потока рентгеновского излучения.

DOI: 10.31857/S0016794022600648, EDN: PLAMRF

1. ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитное излучение в широком диапазоне частот, вызванное солнечными вспышками различного класса, оказывает существенное влияние на высотный профиль электронной концентрации всей ионосферы. Наиболее трудной для экспериментального и теоретического исследования является *D*-область ионосферы. Во время солнечных вспышек поток рентгеновского излучения Солнца проникает в *D*-область и увеличивает концентрацию электронов в несколько раз за счет дополнительной ионизации [Mitra, 1974; Kumar and Kumar, 2018]. Результаты многочисленных исследований показали, что изменения электронной концентрации в нижней ионосфере оказывают влияние на параметры электромагнитных сигналов ОНЧ-диапазона, распространяющихся в волноводе Земля–ионосфера [Thomson, 2010; Thomson et al., 2011]. Анализ вариаций амплитудно-фазовых характеристик ОНЧ-сигналов позволяет исследовать состояние и динамику нижней ионосферы во время воздействия рентгеновского излучения вспышки [Gavrilov et al., 2020; Bekker et al., 2021, 2022].

В работе [Gavrilov et al., 2020] была апробирована методика восстановления параметров

ионосферы в рамках двухпараметрической модели Фергюсона–Уайта [Ferguson, 1995] по данным измерений параметров радиосигналов на двухчастотной среднеширотной СДВ трассе GQD/GBZ–Михнево. В рамках этой модели высотный профиль электронной концентрации задается уравнением:

$$Ne(h) = 1.43 \times 10^7 \times \exp(\beta - 0.15)(h - h') \exp(-0.15h'), \quad (1)$$

где h' (км) – эффективная высота отражения радиосигнала и β (км⁻¹) – скорость увеличения электронной концентрации (см⁻³) с высотой. Использование двухчастотной трассы позволило оценивать не только динамику ионосферы во время вспышки, но и ее состояние перед вспышкой.

Основными процессами, оказывающими влияние на состояние и динамику ионосферы (без учета процессов диффузии и дрейфа плазмы) являются ионизация нейтральных компонент и рекомбинация заряженных частиц. В работе представлены результаты оценки ионизации нижней ионосферы во время солнечных вспышек X 2.2 и X 1.5 класса, произошедших 10.06.2014 г.

2. ПОСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

С 2014 г. в ГФО Михнево (54°57' N, 37°46' E) ведется мониторинг амплитудно-фазовых характеристик сигналов СДВ-радиостанций, расположенных по всему миру [Ryakhovskii et al., 2021]. Регистрация сигналов выполняется высокочастотным измерительным комплексом Metronix-ADU07 на горизонтальные магнитные антенны, ориентированные в направлениях Север–Юг и Восток–Запад. Полученные волновые формы вариаций магнитного поля с частотой оцифровки 128 кГц позволяют исследовать временной ход амплитуды и относительной фазы сигналов на частотах СДВ-передатчиков с шагом 1 с.

В данной работе использовались данные, полученные в ГФО Михнево во время солнечной вспышки класса X2.2, произошедшей 10.06.2014 г. в 11:40 UT. Результаты регистрации потока рентгеновского излучения на спутнике GOES (<https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/full/>) в диапазонах длин волн 0.1–0.8 нм и 0.05–0.4 нм представлены на рис. 1. Особенности этой вспышки являются крутой передней фронт и малая длительность. Для диапазона 0.1–0.8 нм время нарастания потока от уровня 0.1 до максимального значения составило 2 мин, а полная длительность вспышки по уровню 0.1 от максимума составила 7.5 мин. Для диапазона излучения 0.05–0.4 нм эти значения составили 1.5 мин и 5.5 мин соответственно. На том же рисунке показаны результаты регистрации амплитуды и фазы сигналов передатчиков GQD и GBZ в ГФО Михнево.

Использование методики, описанной в работе [Gavrilov et al., 2020], позволило оценить временной ход электронной концентрации во время вспышки на разных высотах. Результаты расчетов концентрации N_e во время вспышки с использованием модели Фергюсона–Уайта для высот 52, 56, 60, 64, 68 и 72 км представлены на рис. 2.

Высотный профиль, описываемый уравнением (1), является экспоненциальным. Возникает вопрос о границах применимости этого профиля для оценки электронных концентраций. Модель Фергюсона–Уайта является радиофизической и строилась на основе данных о распространении СДВ-радиосигналов. То есть модель корректно описывает диапазон концентраций электронов, который влияет на параметры отражения радиоволн на этих частотах. В нашем анализе мы использовали диапазон концентраций от 10 см^{-3} до 3500 см^{-3} . Этот диапазон отмечен на рис. 2 горизонтальными штриховыми линиями. Меньшие концентрации электронов не оказывают влияния на параметры электромагнитной волны СДВ-диапазона, а при более высоких значениях концентрации электронов радиоволны ОНЧ-диапазона испытывают полное отражение. Так как на высотах

68 и 72 км концентрации N_e во время вспышки значительно превышают величину 3500 см^{-3} , в настоящей работе мы ограничились анализом данных для диапазона высот 52–64 км.

Изменения электронной концентрации в ионосфере во время солнечных вспышек может быть описано уравнением неразрывности в общем виде [Nina et al., 2018]:

$$\frac{dN_e(h,t)}{dt} = G(h,t) - L(h,t), \quad G(h,t) = K_i I, \quad (2)$$

где $G(h,t)$ и $L(h,t)$ – скорости ионизации и потерь электронов соответственно. Скорость ионизации $G(h,t)$ в свою очередь определяется потоком излучения I с коэффициентом пропорциональности K_i .

Для расчета потока ионизирующего излучения использовались данные спутника GOES в спектральных диапазонах 0.05–0.4 нм и 0.1–0.8 нм. В предположении, что источник излучения при рентгеновской вспышке является черным телом [Levine et al., 2019; Gavrilov et al., 2022], его спектральная плотность подчиняется закону Планка:

$$I(\lambda, T) = \frac{2\pi\hbar c^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar c}{\lambda k T}\right) - 1}, \quad (3)$$

где \hbar – постоянная Планка; c – скорость света; k – постоянная Больцмана; λ – длина волны; T – температура черного тела. Тогда использование данных измерений потока излучения спутником GOES позволяет оценить яркостную температуру (T) источника, т.е. такую температуру, для которой выполняется условие:

$$\frac{\int_{0.1}^{0.8} I(\lambda, T) d\lambda}{\int_{0.05}^{0.4} I(\lambda, T) d\lambda} = \frac{F_2}{F_1}, \quad (4)$$

где F_1 – поток излучения в диапазоне 0.05–0.4 нм, а F_2 – в диапазоне 0.1–0.8 нм.

Использование найденной яркостной температуры дало возможность рассчитать потоки излучения в других спектральных диапазонах. На рис. 3 показаны потоки рентгеновского излучения, зарегистрированные спутником GOES во время вспышки X 2.2. 10.06.2014 г. в 11:40 UTC в диапазонах 0.05–0.4 нм и 0.1–0.8 нм, а также рассчитанные потоки излучения для диапазонов длин волн 0.01–0.3, 0.01–0.26 и 0.01–0.22 нм.

Отметим, что с уменьшением верхней границы диапазона, поток падает, а крутизна переднего и заднего фронтов нарастает.

Из рис. 1 видно, что спустя 50 мин после начала вспышки амплитуда и фаза сигналов не вернулась к предвспышечному состоянию. Учитывая, что характерные времена рекомбинационных про-

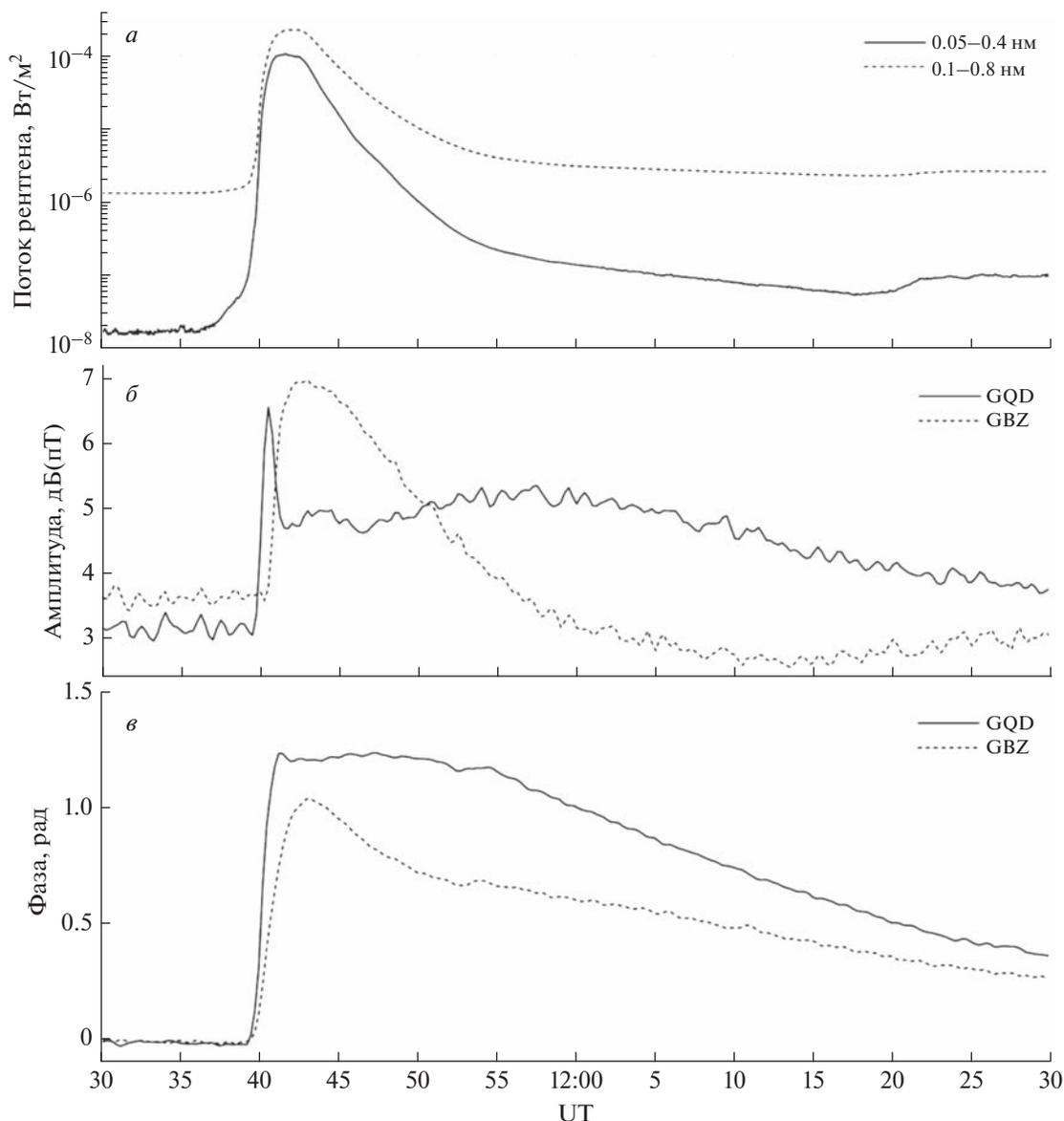


Рис. 1. Поток рентгеновского излучения по данным спутника GOES в диапазоне 0.1–0.8 нм (пунктирная линия) и 0.05–0.4 нм (сплошная линия) (а); амплитуды сигналов от ст. GBZ (сплошная линия) и GQD (пунктирная линия) (б); фазы сигналов от ст. GBZ (сплошная линия) и GQD (пунктирная линия), зарегистрированных в ГФО Михнево во время солнечной вспышки X2.2 10.06.2014 г. (в).

цессов существенно больше времени нарастания фронта, для оценки изменения концентрации электронов на переднем фронте вспышки уравнение (2) можно свести к виду

$$\frac{dNe(h,t)}{dt} = K_i(h,\lambda) I(\lambda,t). \quad (5)$$

Проинтегрировав его по времени, получим:

$$Ne(h,t) = K_i(h,\lambda) E(\lambda,t), \quad (6)$$

где E – энергия излучения. Таким образом, на переднем фронте короткой вспышки концентрация электронов должна быть пропорциональна энергии излучения.

На рис. 4 показаны зависимости концентраций $Ne(h,t)$, рассчитанных по модели Фергюсона–Уайта (уравнение (1)) от энергий $E(\lambda,t)$ рентгеновского излучения на высотах 52, 56, 60 и 64 км в различных спектральных диапазонах. При расчетах энергии излучения учитывалось значение зенитного угла Солнца.

Из рис. 4 видно, что зависимость электронных концентраций от энергии излучения на фронте вспышки близка к линейной, что соответствует модели, описываемой уравнением (6).

Дальнейшие расчеты проводились для спектральных диапазонов, в которых нижняя граница

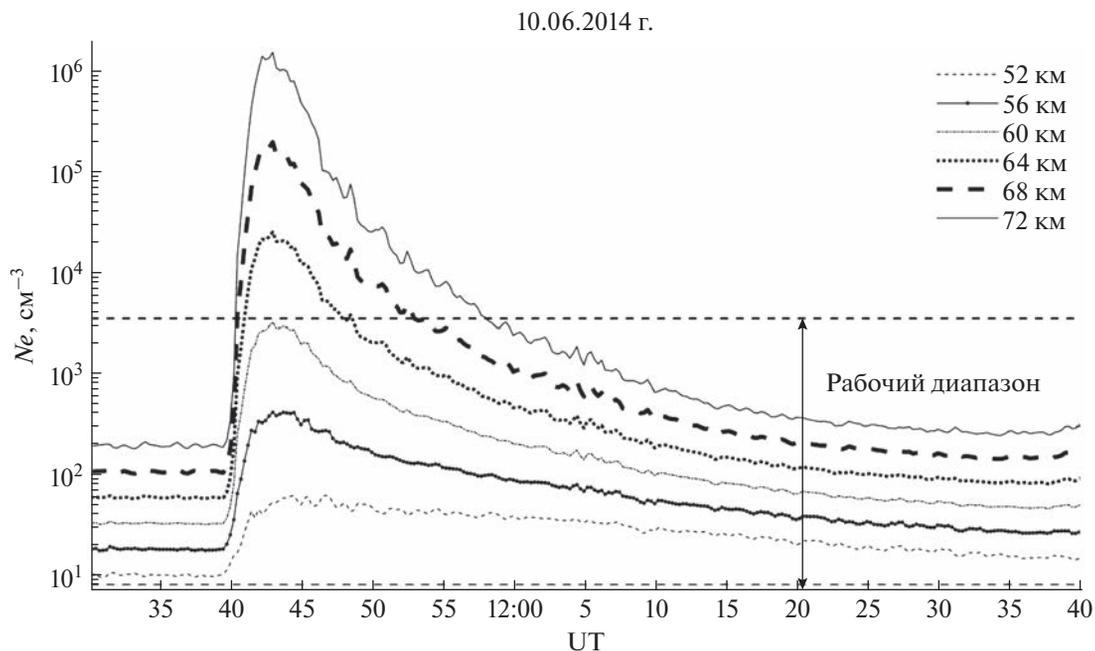


Рис. 2. Динамика концентрации N_e на высотах 52, 56, 60, 64, 68 и 72 км во время солнечной вспышки X2.2 10.06.2014 г., рассчитанная по модели Фергюсона–Уайта.

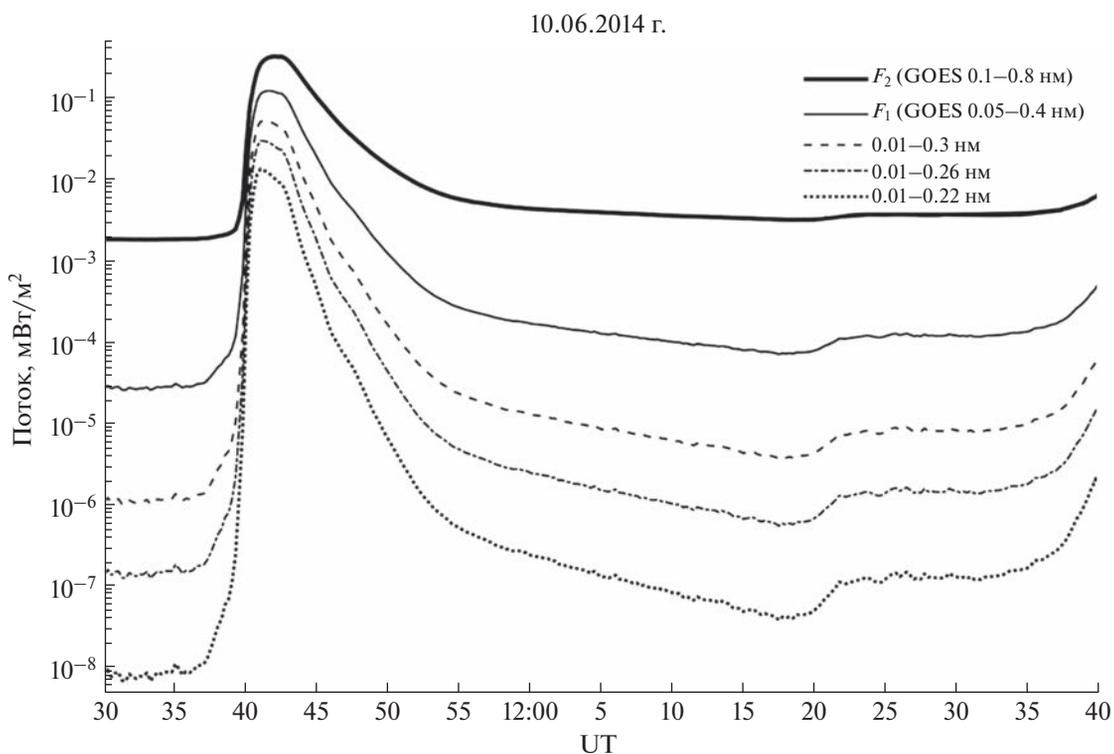


Рис. 3. Потоки рентгеновского излучения в различных спектральных диапазонах во время вспышки X2.2 10.06.2014 г.

составляла 0.01 нм, а верхняя граница менялась от 0.18 нм до 0.32 нм. Для каждого из этих спектральных диапазонов на высотах 52, 56, 60 и 64 км определялся коэффициент $K_i(h, \lambda)$ в уравнении (6).

Для расчета коэффициента $K_i(h, \lambda)$ брались точки от момента начала вспышки до момента достижения 95% от максимума потока излучения в спектральном диапазоне 0.05–0.4 нм. Результа-

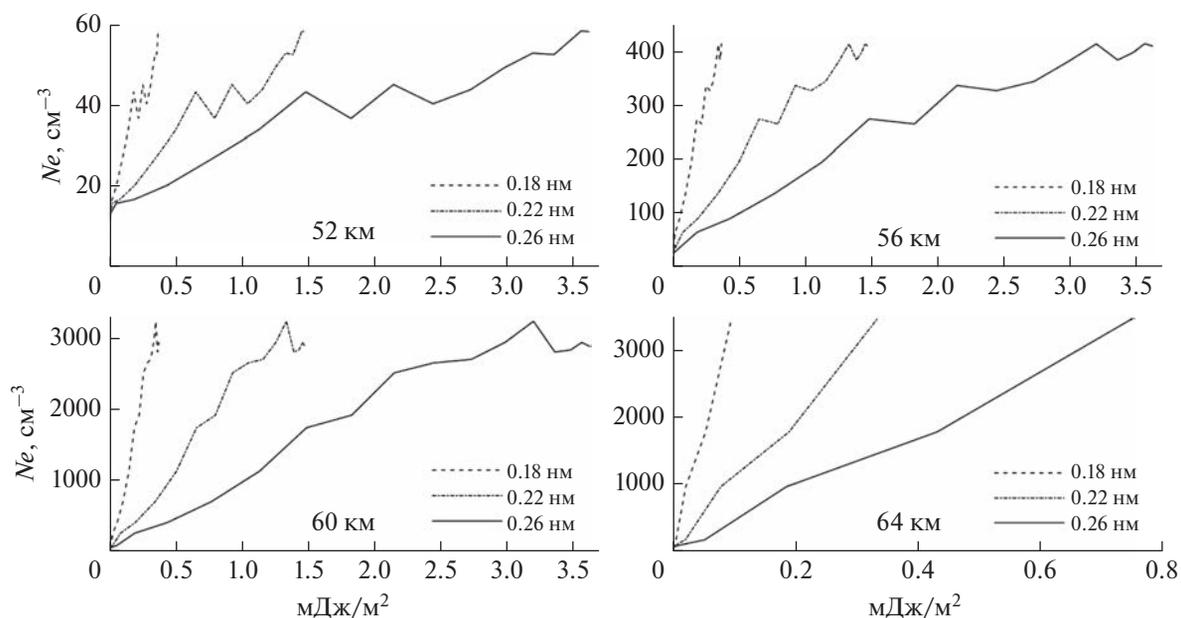


Рис. 4. Зависимости концентраций, рассчитанных по модели Фергюсона–Уайта (уравнение (1)) от энергий рентгеновского излучения на высотах 52, 56, 60 и 64 км.

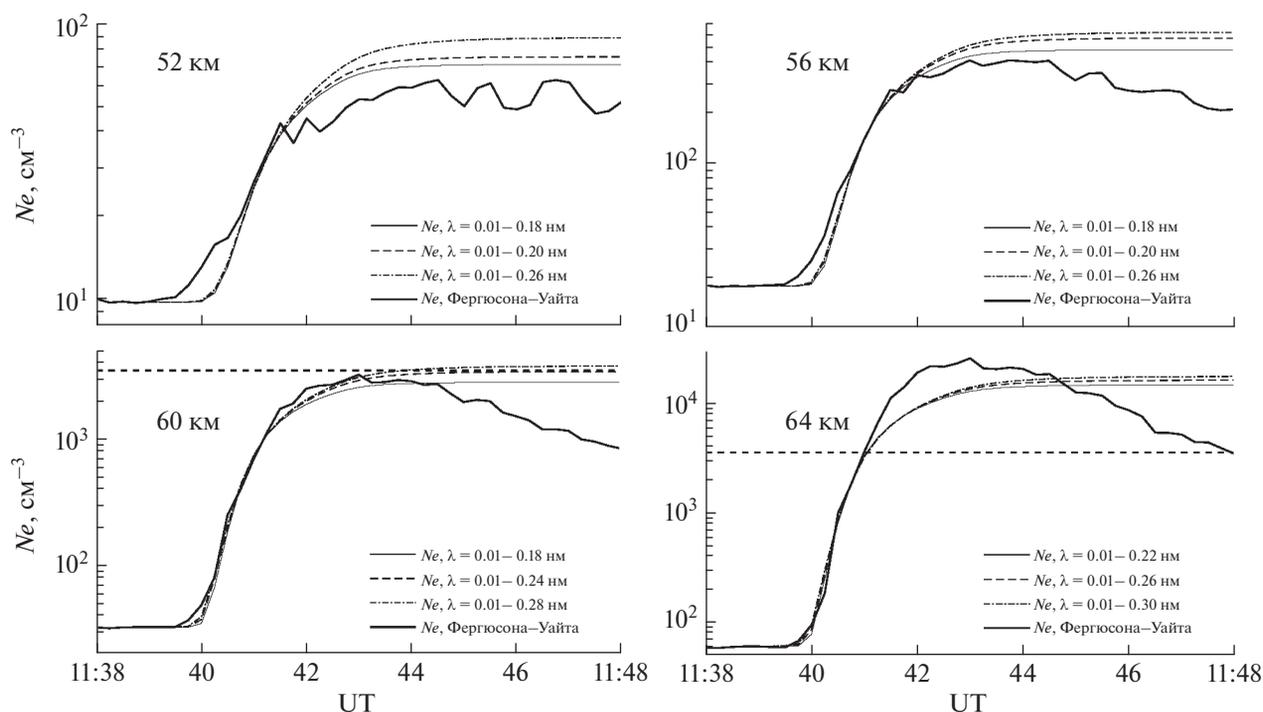


Рис. 5. Результаты расчета изменения концентрации электронов N_e (уравнение (6)) на фронте вспышки X 2.2 10.06.2014 г. на высотах 52, 56, 60 и 64 км в зависимости от потока рентгеновского излучения различной жесткости с использованием коэффициента, толстые кривые – концентрации N_e , рассчитанные по методике Фергюсона–Уайта (уравнение (1)) с использованием данных ОНЧ.

ты расчетов изменения концентрации электронов на различных высотах с использованием полученных значений коэффициентов K_i представлены на рис. 5. Здесь же для сравнения показаны данные расчета динамики N_e по методике Фергюсона–Уайта (уравнение (1)).

Видно, что для каждого диапазона энергии рентгеновского излучения можно подобрать значение коэффициента $K_i(h, \lambda)$ в уравнении (6) так, чтобы полученная зависимость $N_e(t)$ достоверно описывала ход электронной концентрации на данной высоте. В табл. 1 приведены результаты

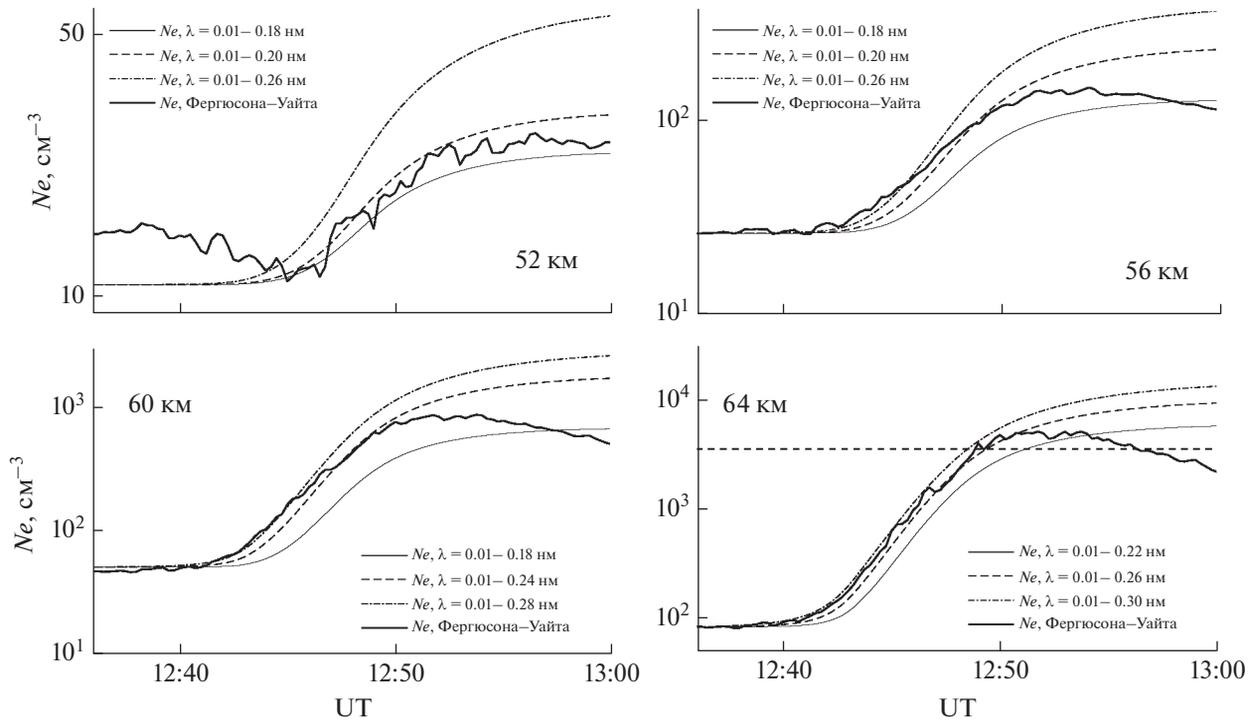


Рис. 6. Результаты расчета изменения концентрации электронов N_e (уравнение (6)) на фронте вспышки X 1.5 10.06.2014 г. на высотах 52, 56, 60 и 64 км в зависимости от потока рентгеновского излучения различной жесткости с использованием коэффициента, толстые кривые – концентрации N_e , рассчитанные по методике Фергюсона–Уайта (1) с использованием данных ОНЧ.

оценки коэффициентов $K_i(h, \lambda)$ для различных спектральных диапазонов на высотах 52, 56, 60 и 64 км.

Для того чтобы разрешить неопределенность, в подборе коэффициентов $K_i(h, \lambda)$ и определить

какой спектральный диапазон играет основную роль на каждой высоте, мы провели такую же оценку для вспышки X1.5, которая произошла в этот же день в 12:50 UT. На рис. 6 показаны результаты расчета N_e на фронте вспышки X1.5 с использованием коэффициентов из таблицы

Таблица 1. Оценка коэффициентов ионизации нижней ионосферы для различных диапазонов рентгеновского излучения

h , км	$K_i(h, \lambda)$	Диапазон излучения, нм
52	1.6×10^5	0.01–0.18
	7.9×10^4	0.01–0.20
	2.0×10^4	0.01–0.26
56	1.2×10^6	0.01–0.18
	2.7×10^5	0.01–0.22
	1.5×10^5	0.01–0.26
60	7.3×10^6	0.1–0.18
	1.3×10^6	0.01–0.24
	9.3×10^5	0.01–0.28
64	3.4×10^7	0.1–0.22
	4.1×10^6	0.01–0.26
	2.3×10^6	0.01–0.30

для каждого диапазона длин волн и значения N_e , рассчитанного по экспериментальным данным (уравнение (1)).

Видно, что для второй вспышки на каждой высоте один из спектральных диапазонов наиболее достоверно описывает ход электронной концентрации на фронте вспышки. В табл. 1 эти диапазоны и соответствующие коэффициенты выделены серым цветом.

Полученные результаты демонстрируют возможность экспериментальной оценки скоростей ионизации нижней ионосферы и определения спектральных диапазонов излучения, оказывающих наибольшее влияние на динамику электронной концентрации на различных высотах во время солнечных вспышек X класса.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование параметров электромагнитного излучения ОНЧ-диапазона является эффективным инструментом для оценки состояния и динамики нижней ионосферы в спокойных и возмущенных условиях.

Используемые в работе экспериментальные наблюдения на двухчастотной трассе GQD/GBZ—ГФО Михнево и модель Фергюсона—Уайта позволили оценить динамику $N_e(h, t)$ в нижней ионосфере во время двух солнечных вспышек X 2.2 и X 1.5, произошедших 10.06.2014 г. [Gavrilov et al., 2022].

Использование данных измерения потока рентгеновского излучения спутником GOES в спектральных диапазонах 0.05–0.4 нм и 0.1–0.8 нм позволило оценить яркостную температуру источника (в предположении абсолютно черного тела) и динамику потоков рентгеновского излучения в более жестких спектральных диапазонах для этих двух вспышек.

Было показано, что если длительность переднего фронта существенно меньше характерного времени рекомбинации в нижней ионосфере, динамика профиля электронной концентрации на фронте вспышки будет линейно зависеть от потока рентгеновского излучения.

Комплексный анализ динамики $N_e(h, t)$, рассчитанной по модели Фергюсона—Уайта, и потоков рентгеновского излучения в различных диапазонах длин волн позволил оценить значения коэффициентов скоростей ионизации и определить спектральные диапазоны излучения, оказывающие наибольшее влияние на динамику электронной концентрации на различных высотах нижней ионосферы для вспышек X 2.2 и X 1.5 10.06.2014 г.

Представленная в работе методика может быть использована для оценки скоростей ионизации нижней ионосферы во время солнечных вспышек разных энергетических классов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект РНФ № 22-77-00051).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Bekker S.Z., Ryakhovsky I.A., Korsunskaya J.A. Modeling of the lower ionosphere during solar X-ray flares of different classes // J. Geophys. Res. — Space. V. 126. № 2. e2020-JA028767. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028767>
- Bekker S.Z., Kozlov S.I., Kudryavcev V.P. Comparison and verification of the different schemes for the ionization-recombination cycle of the ionospheric D-region // J. Geophys. Res. — Space. V. 127. N 10. e2022JA030579. 2022.
<https://doi.org/10.1029/2022JA030579>
- Ferguson J.A. Ionospheric model validation at VLF and LF // Radio Sci. V. 30. № 3. P. 775–782. 1995.
<https://doi.org/10.1029/94RS03190>
- Gavrilov B.G., Ermak V.M., Lyakhov A.N., Poklad Y.V., Rybakov V.A., Ryakhovsky I.A. Reconstruction of the parameters of the lower midlatitude ionosphere in M- and X-class solar flares // Geomagn. Aeronomy. V. 60. № 6. P. 747–753. 2020.
<https://doi.org/10.1134/S0016793220060043>
- Gavrilov B.G., Poklad Y.V., Ryakhovsky I.A., Ermak V.M. Dependence of D-region perturbations of the midlatitude ionosphere on the spectral composition of the X-ray radiation of solar flares according to experimental data // Geomagn. Aeronomy. V. 62. № 1–2. P. 98–103. 2022.
<https://doi.org/10.1134/S0016793222020086>
- Kumar A., Kumar S. Solar flare effects on D-region ionosphere using VLF measurements during low- and high-solar activity phases of solar cycle 24 // Earth Planets Space. V. 70. № 1. Art. № 29. 2018.
<https://doi.org/10.1186/s40623-018-0794-8>
- Levine E.V., Sultan P.J., Teig L.J. A parameterized model of X-ray solar flare effects on the lower ionosphere and HF propagation // Radio Sci. V. 54. № 2. P. 168–180. 2019.
<https://doi.org/10.1029/2018RS006666>
- Mitra A.P. Ionospheric effects of solar flares. Dordrecht: D. Reidel Publishing Company, 307 p. 1974.
<https://doi.org/10.1007/978-94-010-2231-6>
- Nina A., Čadež V.M., Bajčetić J., Mitrović S.T., Popović L.Č. Analysis of the relationship between the Solar X-ray radiation intensity and the D-region electron density using satellite and ground-based radio data // Sol. Phys. V. 293. № 4. Art. № 64. 2018.
<https://doi.org/10.1007/s11207-018-1279-4>
- Ryakhovskii I.A., Gavrilov B.G., Poklad Y.V., Bekker S.Z., Ermak V.M. The state and dynamics of the ionosphere from synchronous records of ULF/VLF and HF/VHF radio signals at geophysical observatory “Mikhnevo” // Izv., Phys. Solid Earth. V. 57. № 5. P. 718–730. 2021.
<https://doi.org/10.1134/S1069351321050177>
- Thomson N.R. Daytime tropical D region parameters from short path VLF phase and amplitude // J. Geophys. Res. — Space. V. 115. A09313. 2010.
<https://doi.org/10.1029/2010JA015355>
- Thomson N.R., Rodger C.J., Clilverd M.A. Daytime D region parameters from long-path VLF phase and amplitude // J. Geophys. Res. — Space. V. 116. A11305. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2011JA016910>

СУТОЧНЫЕ ВАРИАЦИИ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗМЕНЧИВОСТИ $NmF2$ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНЫХ ИОНОЗОНДОВ НИЗКИХ ШИРОТ В ГЕОМАГНИТО-СПОКОЙНЫХ УСЛОВИЯХ ПРИ НИЗКОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2023 г. А. В. Павлов¹, *, Н. М. Павлова¹

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

*e-mail: pavlov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 07.12.2022 г.

После доработки 02.03.2023 г.

Принята к публикации 28.03.2023 г.

Выполнено исследование суточных вариаций статистических характеристик изменчивости электронной концентрации $NmF2$ максимума слоя $F2$ ионосферы для каждого месяца (М) года в геомагнито-спокойных условиях при низкой солнечной активности по данным часовых измерений критической частоты слоя $F2$ ионосферы в Хуансаоу и Лисамагса. Вычислялись математическое ожидание $NmF2_E$, арифметически среднее $NmF2_A$, наиболее вероятное $NmF2_{MP}$, арифметически средняя месячная медиана $NmF2_{MED}$, стандартные отклонения σ_E , σ_A , σ_{MP} , σ_{MED} и коэффициенты вариаций CV_E , CV_A , CV_{MP} и CV_{MED} величины $NmF2$ от $NmF2_E$, $NmF2_A$, $NmF2_{MP}$ и $NmF2_{MED}$ соответственно. Найдено, что отличие $NmF2_{MED}(UT, M)$ от $NmF2_E(UT, M)$ не превосходит 46%, $NmF2_{MP}(UT, M)$ от $NmF2_E(UT, M)$ – 102% и $NmF2_{MP}(UT, M)$ от $NmF2_{MED}(UT, M)$ – 85%, где UT – мировое время. Вычисленные статистические параметры σ_E , σ_A , σ_{MP} , σ_{MED} , CV_E , CV_A , CV_{MP} и CV_{MED} – характеристики изменчивости $NmF2$ от одних суток к другим суткам при фиксированных значениях М и UT над низкоширотными ионозондами Хуансаоу и Лисамагса в геомагнито-спокойных условиях при низкой солнечной активности. Расчеты показали, что коэффициенты CV_E , CV_{MED} и CV_{MP} изменяются в пределах 18–82%, 19–107% и 18–288% соответственно и в преобладающем большинстве случаев величина $CV_E(UT, M)$ меньше коэффициентов $CV_{MED}(UT, M)$ и $CV_{MP}(UT, M)$. Показано, что минимизация стандартного отклонения и коэффициента вариаций $NmF2$ при использовании математического ожидания $NmF2$ обеспечивает наилучшее описание множества измерений $NmF2$ одним единственным статистическим параметром $NmF2$ в рассмотренных условиях. Наименьшее значение CV_E изменяется от 18% (апрель) до 29% (сентябрь), а наибольшая величина CV_E находится в интервале от 63% (ноябрь) до 73% (январь). Среднесуточное значение CV_E (среднесуточная относительная изменчивость $NmF2$) максимально в сентябре (40%) и минимально в апреле (33%).

DOI: 10.31857/S0016794022600685, EDN: OUPJBS

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение вариаций ионосферных параметров примерно над одной и той же точкой поверхности Земли в фиксированные день года и момент местного времени (или при близких значениях местного времени и номера дня в году) в геомагнито-спокойных условиях и примерно одинаковом уровне солнечной активности выявило значительную ежесуточную изменчивость от одних суток к другим суткам (day-to-day variability) электронной концентрации $NmF2$ максимума слоя $F2$ ионосферы. Рассматриваемая изменчивость $NmF2$ и ее источники обсуждались, например, в работах [Forbes et al., 2000; Fang et al., 2018; Rishbeth and Mendillo, 2001; Somoye and Akala, 2010; Liu and Richmond, 2013; Pavlov and Pavlova, 2016, 2021;

Pavlov, 2018]. Данная изменчивость $NmF2$ позволяет рассматривать $NmF2$ как случайный параметр, для изучения вариаций которого можно применять статистические методы, описанные, например, в монографиях [Кремер, 2012; Ross, 2004]. Такой статистический подход был использован авторами работ [Павлов и Павлова, 2012; Pavlov et al., 2010; Pavlov, 2012; Pavlov and Pavlova, 2013, 2014] для исследования зимней и полугодовой аномалий $NmF2$ и аномального явления весенне-осенней асимметрии $NmF2$ вблизи полдня. В работе [Павлов и Павлова, 2015] были вычислены математическое ожидание $NmF2_E$, арифметически среднее $NmF2_A$, наиболее вероятное (мода) $NmF2_{MP}$ и арифметически средняя месячная медиана $NmF2_{MED}$ электронной концентрации мак-

симула слоя $F2$ ионосферы для геомагнито-спокойных условий каждого месяца года вблизи полдня при низкой солнечной активности по данным измерений критической частоты $foF2$ слоя $F2$ ионосферы средних широт с помощью 18 ионозондов Северного географического полушария за период с 1957–1969 гг. по 1994–2015 гг. Авторы работы [Павлов и Павлова, 2022] выполнили сравнение статистических характеристик изменчивости $NmF2$ над Москвой при низкой и средней солнечной активности по данным наземного ионозонда. В этих исследованиях было впервые показано, что для каждого ионозонда значения $NmF2_E$, $NmF2_{MP}$ и $NmF2_{MED}$ могут заметно отличаться друг от друга при фиксированном месяце года и моменте мирового времени UT, и изучено влияние солнечной активности на характеристики изменчивости $NmF2$.

Стандартные (среднеквадратичные) отклонения $NmF2$ от $NmF2_E$, $NmF2_{MP}$ и $NmF2_{MED}$ и коэффициенты вариации $NmF2$ относительно $NmF2_E$, $NmF2_{MP}$ и $NmF2_{MED}$ (относительные стандартные отклонения $NmF2$ от $NmF2_E$, $NmF2_{MP}$ и $NmF2_{MED}$ соответственно) характеризуют изменчивость $NmF2$ от одних суток к другим суткам для выбранного месяца года и UT над одной и той же точкой поверхности Земли в геомагнито-спокойных условиях и примерно одинаковом уровне солнечной активности. Цель настоящей работы – впервые рассчитать для каждого месяца года суточные вариации вышеуказанных статистических характеристик изменчивости $NmF2$ в геомагнито-спокойных условиях при низкой солнечной активности по данным часовых измерений $foF2$ низкоширотными ионозондами Huancaуо и Jіsamarca и изучить найденные зависимости от времени и месяца года рассматриваемых статистических характеристик изменчивости $NmF2$.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОД ИХ АНАЛИЗА

В работе используются часовые измерения $foF2$ ионозондов Huancaуо ($12.0^\circ S$, $284.8^\circ E$) и Jіsamarca ($11.9^\circ S$, $283.1^\circ E$) в течение периодов с 1 января 1957 г. по 28 февраля 1989 г. (Huancaуо) и с 1 января 1998 г. по 31 декабря 2021 г. (Jіsamarca). Величины $foF2$, измеренные ионозондами Huancaуо и Jіsamarca, скопированы с помощью интернета из баз мирового центра данных по солнечно-земной физике США и Великобритании соответственно. Близость географических координат ионозондов Huancaуо и Jіsamarca позволяет использовать данные ионозонда Jіsamarca вместо отсутствующих данных ионозонда Huancaуо и вычислить статистические характеристики изменчивости $NmF2$. Для определения значений $NmF2$, измеренных ионозондами, используется связь

между $NmF2$ и $foF2$ (см., например, [Пиггот и Равер, 1978]).

Следуя подходу [Павлов и Павлова, 2012, 2015, 2022; Pavlov et al., 2010; Pavlov, 2012; Pavlov and Pavlova, 2013, 2014, 2016, 2021], величина $NmF2$ рассматривается как геомагнито-спокойная электронная концентрация максимума слоя $F2$ ионосферы, если трехчасовой индекс геомагнитной активности $Kp \leq 3$ в течение 24-часового периода, предшествующего моменту измерения $foF2$, и в момент измерения $foF2$. Так же, как и в предшествующих исследованиях изменчивости $NmF2$ [Павлов и Павлова, 2022; Pavlov and Pavlova, 2021], зависимость $NmF2$ от солнечной активности приближенно описывается в терминах изменений индексов $F10.7$ (среднесуточный поток излучения Солнца на длине волны 10.7 см для рассматриваемых суток), $F10.7p$ (величина $F10.7$ за предшествующие сутки) и $\langle F10.7 \rangle$ (арифметически среднее значение индекса $F10.7$ за 81 день с центром в рассматриваемый день). Если каждый из индексов $F10.7$, $F10.7p$ и $\langle F10.7 \rangle$ изменяется в пределах от 65×10^{-22} Вт м⁻² Гц⁻¹ до 100×10^{-22} Вт м⁻² Гц⁻¹, то значения $NmF2$ считаются измеренными при низкой солнечной активности.

Результаты измерений геомагнито-спокойных $NmF2$ сортируются в соответствии с номером месяца в году, измеренные при UT = 0, 1, ..., 23 ч. Связь местного солнечного времени SLT с UT определяется соотношением $SLT = UT + \lambda/15$, где λ – географическая долгота в градусах, а единицы измерения SLT и UT – часы.

В качестве количественных характеристик, обеспечивающих наилучшее описание множества наблюдений рассматриваемой случайной величины X параметром Y , в математической статистике используются математическое ожидание, арифметически среднее, наиболее вероятное значение и медиана X [Кремер, 2012; Ross, 2004; Gatti, 2005]. Стандартное отклонение и коэффициент вариации X обычно применяются для определения изменчивости (меры рассеяния) X относительно Y [Кремер, 2012; Ross, 2004; Gatti, 2005]. Такой подход используется и в настоящей работе, если под X подразумевается $NmF2$.

Рассмотрим выбранную совокупность геомагнито-спокойных значений $NmF2(UT, M)$ при низкой солнечной активности и фиксированных значениях UT и месяца M года. Введем интервалы изменения $NmF2(UT, M)$ одной и той же длины $\Delta NmF2$:

$$NmF2_k(UT, M) - 0.5\Delta NmF2 < NmF2(UT, M) \leq NmF2_k(UT, M) + 0.5\Delta NmF2, \quad (1)$$

где $NmF2_k(UT, M) = (k - 0.5)\Delta NmF2$, $k = 1, 2, \dots, K$, K – число используемых интервалов $\Delta NmF2$.

В этом случае вероятность $P_k(UT, M)$ появления $NmF2(UT, M)$ в интервале (1) вычисляется по формуле

$$P_k(UT, M) = F_k(UT, M)/F(UT, M), \quad (2)$$

где $F_k(UT, M)$ – число измерений $NmF2(UT, M)$ в интервале (1) для выбранных UT и M ; $F(UT, M)$ – полное число измерений $NmF2(UT, M)$ (объем выборки) при фиксированных UT и M .

Вероятность $P_k(UT, M)$ максимальна в промежутке изменения $NmF2$ от $NmF2_{MP}(UT, M) - 0.5\Delta NmF2$ до $NmF2_{MP}(UT, M) + 0.5\Delta NmF2$.

При заданных значениях UT и M математическое ожидание $NmF2$ определяется выражением

$$NmF2_E(UT, M) = \sum_{k=1}^K NmF2_k(UT, M)P_k(UT, M), \quad (3)$$

а арифметически среднее значение $NmF2$ вычисляется по формуле

$$NmF2_A(UT, M) = \sum_{k=1}^K NmF2_k(UT, M)/F(UT, M). \quad (4)$$

Арифметически средняя месячная медиана $NmF2_{MED}(UT, M)$ электронной концентрации максимума слоя $F2$ ионосферы определяется как сумма месячных медиан $NmF2^*(UT, M)$, деленная на общее число медиан для данного набора измерений ионозонда при фиксированных UT и M . Значение $NmF2^*(UT, M)$ вычисляется из измеренной медианы $foF2^*(UT, M)$ критической частоты $foF2(UT, M)$ слоя $F2$ ионосферы, используя связь между $NmF2$ и $foF2$ (см., например, [Пиггот и Равер, 1978]). Для нахождения $foF2^*(UT, M)$ значения $foF2(UT, M)$, измеренные ионозондом в течение месяца M при данном UT сортируются в порядке возрастания их амплитуд, формируя последовательность $foF2(UT, M)$. При нечетном количестве $foF2(UT, M)$ медиана $foF2^*(UT, M)$ равна $foF2(UT, M)$, расположенной в середине этой последовательности. Если количество $foF2(UT, M)$ в рассматриваемой последовательности нечетно, то $foF2^*(UT, M)$ вычисляется как арифметически среднее значение двух срединных величин данной последовательности $foF2(UT, M)$. Значения индексов $F10.7$, $F10.7p$ и $\langle F10.7 \rangle$ для дня, соответствующего срединной $foF2(UT, M)$, или двух дней в случае двух срединных $foF2(UT, M)$ определяют уровень солнечной активности для $NmF2^*(UT, M)$. Отметим, что измерения $foF2(UT, M)$ отсутствуют для некоторых дней и при малом количестве измерений $foF2(UT, M)$ в месяце найденную величину $foF2^*(UT, M)$ нельзя рассматривать в качестве месячной медианы $foF2(UT, M)$. В настоящей работе и, например, в работах [Павлов и Павлова, 2015; Pavlov and Pavlova, 2016, 2021] вычисленная $foF2^*(UT, M)$ рассматривается как месячная медиана

$foF2(UT, M)$, если число измерений $foF2(UT, M)$ больше или равно 20.

Стандартные отклонения $\sigma_E(UT, M)$, $\sigma_{MP}(UT, M)$, $\sigma_A(UT, M)$ и $\sigma_{MED}(UT, M)$ величины $NmF2(UT, M)$ соответственно от $NmF2_E(UT, M)$, $NmF2_{MP}(UT, M)$, $NmF2_{MED}(UT, M)$ и $NmF2_A(UT, M)$ имеют вид

$$\sigma_E(UT, M) = \left\{ \sum_{k=1}^K P_k(UT, M) \times \right. \\ \left. \times [NmF2_k(UT, M) - NmF2_E(UT, M)]^2 \right\}^{0.5}, \quad (5)$$

$$\sigma_{MP}(UT, M) = \left\{ \sum_{k=1}^K P_k(UT, M) \times \right. \\ \left. \times [NmF2_k(UT, M) - NmF2_{MP}(UT, M)]^2 \right\}^{0.5}, \quad (6)$$

$$\sigma_{MED}(UT, M) = \left\{ \sum_{k=1}^K P_k(UT, M) \times \right. \\ \left. \times [NmF2_k(UT, M) - NmF2_{MED}(UT, M)]^2 \right\}^{0.5}, \quad (7)$$

$$\sigma_A(UT, M) = \left\{ \sum_{k=1}^K P_k(UT, M) \times \right. \\ \left. \times [NmF2_k(UT, M) - NmF2_A(UT, M)]^2 \right\}^{0.5}. \quad (8)$$

Выраженные в процентах коэффициенты вариации $CV_E(UT, M)$, $CV_{MP}(UT, M)$, $CV_{MED}(UT, M)$ и $CV_A(UT, M)$ величины $NmF2(UT, M)$ относительно $NmF2_E(UT, M)$, $NmF2_{MP}(UT, M)$, $NmF2_{MED}(UT, M)$ и $NmF2_A(UT, M)$ определяются по формулам

$$CV_E(UT, M) = 100\sigma_E(UT, M)/NmF2_E(UT, M), \quad (9)$$

$$CV_{MP}(UT, M) = \\ = 100\sigma_{MP}(UT, M)/NmF2_{MP}(UT, M), \quad (10)$$

$$CV_{MED}(UT, M) = \\ = 100\sigma_{MED}(UT, M)/NmF2_{MED}(UT, M). \quad (11)$$

$$CV_A(UT, M) = 100\sigma_A(UT, M)/NmF2_A(UT, M). \quad (12)$$

Для изучения изменчивости геомагнито-спокойных значений $NmF2(UT, M)$ вычисляются $NmF2_E(UT, M)$, $NmF2_{MP}(UT, M)$, $NmF2_{MED}(UT, M)$, $NmF2_A(UT, M)$, $\sigma_E(UT, M)$, $\sigma_{MP}(UT, M)$, $\sigma_A(UT, M)$, $\sigma_{MED}(UT, M)$, $CV_E(UT, M)$, $CV_{MED}(UT, M)$, $CV_{MP}(UT, M)$, $CV_A(UT, M)$ и $F(UT, M)$.

Так же, как и в работах [Pavlov and Pavlova, 2016, 2021; Павлов и Павлова, 2019, 2022], будем вычислять выраженное в процентах отличие между двумя статистическими параметрами A и B электронной концентрации максимума слоя $F2$

ионосферы при заданных значениях UT и M при низкой солнечной активности:

$$Z(A, B) = 200|A - B| / (A + B). \quad (13)$$

Результаты проведенных измерений $NmF2(UT, M)$ могут иногда существенно отличаться от наблюдаемых средних значений $NmF2(UT, M)$. Необходимо быть уверенным, что эти результаты не являются грубой ошибкой измерений (промахом, выбросом, аномальным измерением). Грубые ошибки обычно обусловлены неправильным отсчетом по шкале прибора, ошибкой при записи наблюдений, наличием сильно влияющей величины, неисправностью средств измерений и эти ошибки влияют на достоверность измерений и величин статистических параметров [Агекян, 1968; Кобзарь, 2006]. Поэтому результаты измерений, содержащие грубые ошибки, необходимо выявлять и исключать из обработки данных.

Промахи обычно приводят к аномально большим или очень малым по абсолютной величине ошибкам измерений и эти грубые ошибки измерений можно обнаружить по резкому выпадению аномального результата из общего ряда полученных экспериментальных данных [Агекян, 1968; Кобзарь, 2006]. Величина $NmF2$ зависит от уровня солнечной и геомагнитной активности. Неточности, возникающие при использовании индексов солнечной и геомагнитной активности для определения этих уровней, являются одними из основных источников формирования рассматриваемой изменчивости $NmF2$ [Fang et al., 2018; Forbes et al., 2000; Rishbeth and Mendillo, 2001; Somoye and Akala, 2010]. Например, характерная продолжительность полярной суббури составляет от 1 до 3 ч [Акасофу, 1971]. Поэтому использование трехчасового индекса Kp может привести к некорректной идентификации геомагнито-спокойных условий, так как за это время полярная суббура может начаться и закончиться. Кроме того, трехчасовой индекс Kp как количественная оценка планетарной геомагнитной активности не соответствует нашим нынешним знаниям о происхождении геомагнитных нарушений, вызванных межпланетными магнитными полями и солнечным ветром [Levitin et al., 2012].

Исходя из исследований вариаций $NmF2$ низких широт при изменении уровней солнечной и геомагнитной активности [Heelis, 2008; Liu et al., 2007; Stolle and Liu, 2013] можно сделать вывод, что часть промахов в используемой выборке $NmF2$ можно исключить, если в расчетах используются только

$$\begin{aligned} 0.25NmF2_E(UT, M) &\leq \\ &\leq NmF2(UT, M) \leq 4NmF2_E(UT, M). \end{aligned} \quad (14)$$

Отметим, что согласно исследованиям [Pavlov and Pavlova, 2021; Павлов и Павлова, 2022] и ре-

зультатам настоящей работы (см. п. 3) математическое ожидание $NmF2$ обеспечивает наилучшее описание множества измерений $NmF2$ одним единственным статистическим параметром $NmF2$. Поэтому в выражении (14) используется $NmF2_E(UT, M)$, а не $NmF2_{MED}(UT, M)$ или $NmF2_{MP}(UT, M)$. Статистические параметры $NmF2$ вычисляются методом последовательных приближений для уменьшения влияния промахов на эти параметры при определении интервала (14) допустимых изменений $NmF2$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Статистическое исследование распределения $NmF2$ по амплитуде проводится при $\Delta NmF2 = 2 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$ и $K = 1100$. Для приведенных в п. 2 промежутков времени часовых ионозондовых измерений $foF2$, используемых в исследовании вариаций гемагнито-спокойных $NmF2$ в условиях низкой солнечной активности, величина $F(UT, 12) = 95, 99, 91$ при $UT = 8, 9, 10$ ч, $F(10, 1) = 95$ и $F(UT, M) \geq 100$ при других значениях UT и M . Вычисления $NmF2_E(UT, M)$, $NmF2_A(UT, M)$, $\sigma_E(UT, M)$, $\sigma_A(UT, M)$, $CV_E(UT, M)$ и $CV_A(UT, M)$ корректны при $F(UT, M) \geq 30$, в то время как для определения других статистических параметров $NmF2$ значение $F(UT, M)$ должно быть около 100 или более 100 [Gatti, 2005; Rumsey, 2022]. Таким образом, используемые величины $F(UT, M)$ достаточно велики для корректного определения рассматриваемых статистических параметров $NmF2$.

Из проведенных расчетов следует, что при фиксированных значениях UT и M $Z(NmF2_E, NmF2_{MED}) \leq 46\%$, $Z(NmF2_E, NmF2_{MP}) \leq 102\%$, $Z(NmF2_{MED}, NmF2_{MP}) \leq 85\%$. Таким образом, количественные статистические характеристики, каждая из которых может обеспечить описание множества наблюдений случайной величины $NmF2$, существенно отличаются друг от друга и результаты решения задачи с участием одной из статистических характеристик $NmF2$ зависят от выбора между $NmF2_E(UT, M)$, $NmF2_{MED}(UT, M)$ и $NmF2_{MP}(UT, M)$. Следует отметить, что $Z(NmF2_E, NmF2_A) \leq 3.0\%$, $Z(\sigma_E, \sigma_A) \leq 1.6\%$ и $Z(CV_E, CV_A) \leq 1.9\%$. Таким образом, отличия между $NmF2_E$ и $NmF2_A$, σ_E и σ_A , CV_E и CV_A незначительны.

Математическое ожидание квадрата отклонения случайной величины X от любой постоянной величины превосходит или совпадает с математическим ожиданием квадрата отклонения X от математического ожидания X [Кремер, 2012; Ross, 2004]. В соответствии с этим общим выводом математической статистики вычисленные значения σ_E , σ_{MED} и σ_{MP} удовлетворяют неравенствам

$$\begin{aligned} \sigma_E(UT, M) &\leq \sigma_{MED}(UT, M), \\ \sigma_E(UT, M) &\leq \sigma_{MP}(UT, M). \end{aligned} \quad (15)$$

Таким образом, абсолютная величина изменчивости $NmF2$ минимальна при использовании $NmF2_E(UT, M)$. Отметим, что максимальные значения $Z(\sigma_E, \sigma_{MED})$, $Z(\sigma_E, \sigma_{MP})$ и $Z(\sigma_{MED}, \sigma_{MP})$ составляют 64, 41 и 65% соответственно. т.е., стандартные отклонения $\sigma_E(UT, M)$, $\sigma_{MED}(UT, M)$ и $\sigma_{MP}(UT, M)$ могут существенно отличаться друг от друга.

Стандартные отклонения $\sigma_E(UT, M)$, $\sigma_{MED}(UT, M)$ и $\sigma_{MP}(UT, M)$ дают абсолютную оценку меры разброса электронной концентрации максимума слоя $F2$ ионосферы относительно $NmF2_E(UT, M)$, $NmF2_{MED}(UT, M)$ и $NmF2_{MP}(UT, M)$ соответственно. Чтобы определить, насколько разброс $NmF2$ велик или мал относительно самих значений этих статистических параметров независимо от их величины, используются коэффициенты вариаций $CV_E(UT, M)$, $CV_{MED}(UT, M)$ и $CV_{MP}(UT, M)$. Кроме того, статистические параметры $NmF2_E(UT, M)$, $NmF2_{MED}(UT, M)$ и $NmF2_{MP}(UT, M)$ зависят от времени и месяца года. Поэтому коэффициенты вариаций $NmF2$, являющиеся относительными показателями изменчивости $NmF2$, также необходимы и для сопоставления степени этой изменчивости при рассматриваемых значениях времени и месяца года.

Расчеты показали, что коэффициенты $CV_E(UT, M)$, $CV_{MED}(UT, M)$ и $CV_{MP}(UT, M)$ изменяются в пределах 18–82%, 19–107% и 18–288% соответственно. Найдено, что коэффициенты вариаций $NmF2$ относительно математического ожидания $NmF2$, арифметически средней месячной медианы $NmF2$ и наиболее вероятного значения $NmF2$ могут существенно отличаться друг от друга. В преобладающем большинстве случаев значение $CV_E(UT, M)$ меньше, чем величина $CV_{MED}(UT, M)$ или $CV_{MP}(UT, M)$.

Результаты расчетов вероятности $P_k(UT, M)$ появления $NmF2(UT, M)$ в интервале (1) показаны на рис. 1 вблизи полдня в 05:00 UT (11:59 SLT) и на рис. 2 вблизи полночи в 17:00 UT (23:59 SLT) для каждого месяца года. Видно, что вычисленная вероятность достигает локального максимума в нескольких точках, т.е. распределение вероятности является полимодальным (многомодальным или мультимодальным). Полимодальность рассматриваемого распределения свидетельствует о существенной неоднородности множества значений исследуемой величины и может показывать, что наблюдения состоят из нескольких подмножеств данных с разными распределениями [Titterton et al., 1985; Howell, 2013]. Поэтому можно предположить, что полимодальность $P_k(UT, M)$ может возникать благодаря существованию нескольких источников изменчивости $NmF2$, приведенных в работах [Fang et al., 2018; Forbes et al., 2000; Rishbeth and Mendillo, 2001; So-

moye and Akala, 2010]. Следует отметить, что полимодальность $P_k(UT, M)$ характерна и для средних широт [Pavlov and Pavlova, 2016].

Вычисленные зависимости коэффициента $CV_E(UT, M)$ от месяца года при фиксированных значениях SLT показаны на рис. 3 и 4 при фиксированных значениях SLT.

Проведенное исследование показало, что наименьшие значения 23, 22, 20, 18, 20, 24, 22, 23, 29, 26, 24 и 24% коэффициента вариаций $NmF2$ относительно математического ожидания $NmF2$ реализуются в 6:59, 6:59, 7:59, 6:59, 17:59, 12:59, 6:59, 6:59, 13:59, 8:59, 6:59 и 6:59 SLT для января, февраля, марта, апреля, мая, июня, июля, августа, сентября, октября, ноября и декабря соответственно и изменяются в пределах от 18% (апрель) до 29% (сентябрь). При изменении месяца года последовательно от января до декабря наибольшие в каждом месяце года значения 73, 69, 72, 77, 67, 70, 74, 68, 70, 82, 63 и 71% коэффициента вариаций $NmF2$ относительно математического ожидания $NmF2$ соответствуют 4:59 SLT. Таким образом, рассматриваемые наибольшие значения $CV_E(UT, M)$ находятся в пределах от 63% (ноябрь) до 73% (январь).

При изменении месяца года последовательно от января до декабря вычисленные среднеарифметические по времени ($UT = 0, 1, \dots, 23$ ч) значения коэффициента вариаций $NmF2$ относительно математического ожидания $NmF2$ составляют 35, 38, 35, 33, 34, 36, 37, 38, 40, 37, 36 и 37% соответственно. Таким образом, арифметически среднесуточное значение $CV_E(UT, M)$, характеризующее среднесуточную изменчивость $NmF2$ в выбранном месяце года, максимально в сентябре (40%) и минимально в апреле (33%).

Чем меньше коэффициент вариации случайной величины X относительно статистического параметра Y , тем более точной является оценка X параметром Y . Если условие минимизации стандартного отклонения и коэффициента вариации $NmF2$ принимается в качестве критерия наилучшего описания множества измерений $NmF2$ одним единственным статистическим параметром $NmF2$, то согласно результатам настоящей работы использование в ионосферных исследованиях математического ожидания $NmF2$ в наилучшей степени обеспечивает выполнение этого критерия в геомагнито-спокойных условиях при низкой солнечной активности для низких широт.

Месячная медиана $NmF2$ часто используется в ионосферных исследованиях в качестве характеристики измерений $NmF2$ при примерно одинаковом уровне солнечной активности и предполагается, что месячная медиана $NmF2$ соответствует геомагнито-спокойным условиям. Такой подход применяется, например, в эмпирической модели ионосферы IRI [Bilitza et al., 2014]. В действитель-

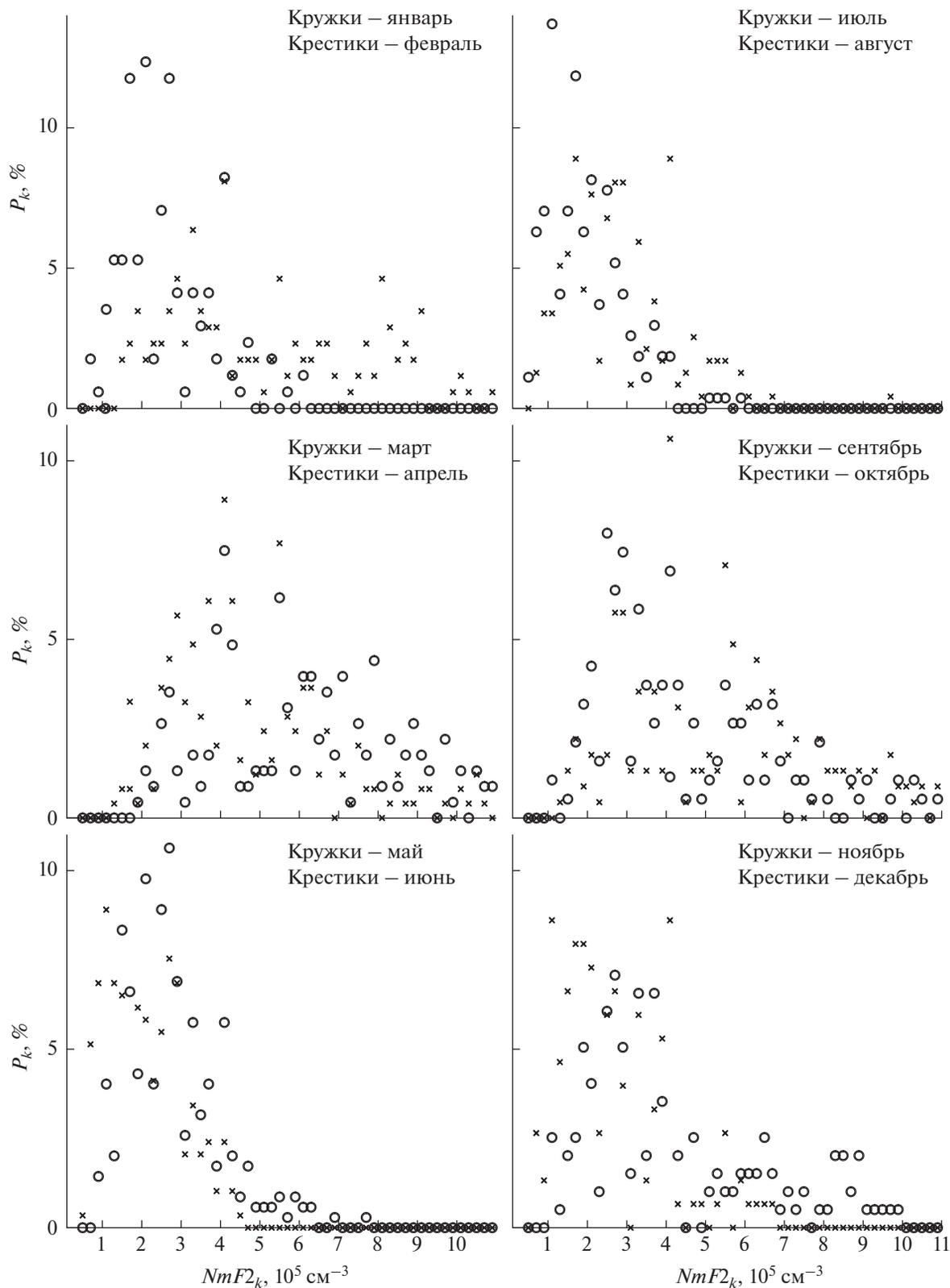


Рис. 1. Зависимость $P_k(UT, M)$ от $NmF2_k$ в 05:00 UT (11:59 SLT). Кружки и крестики соответствуют январю и февралю (верхняя левая панель), марту и апрелю (средняя левая панель), маю и июню (нижняя левая панель), июлю и августу (верхняя правая панель), сентябрю и октябрю (средняя правая панель) и ноябрю и декабрю (нижняя правая панель).

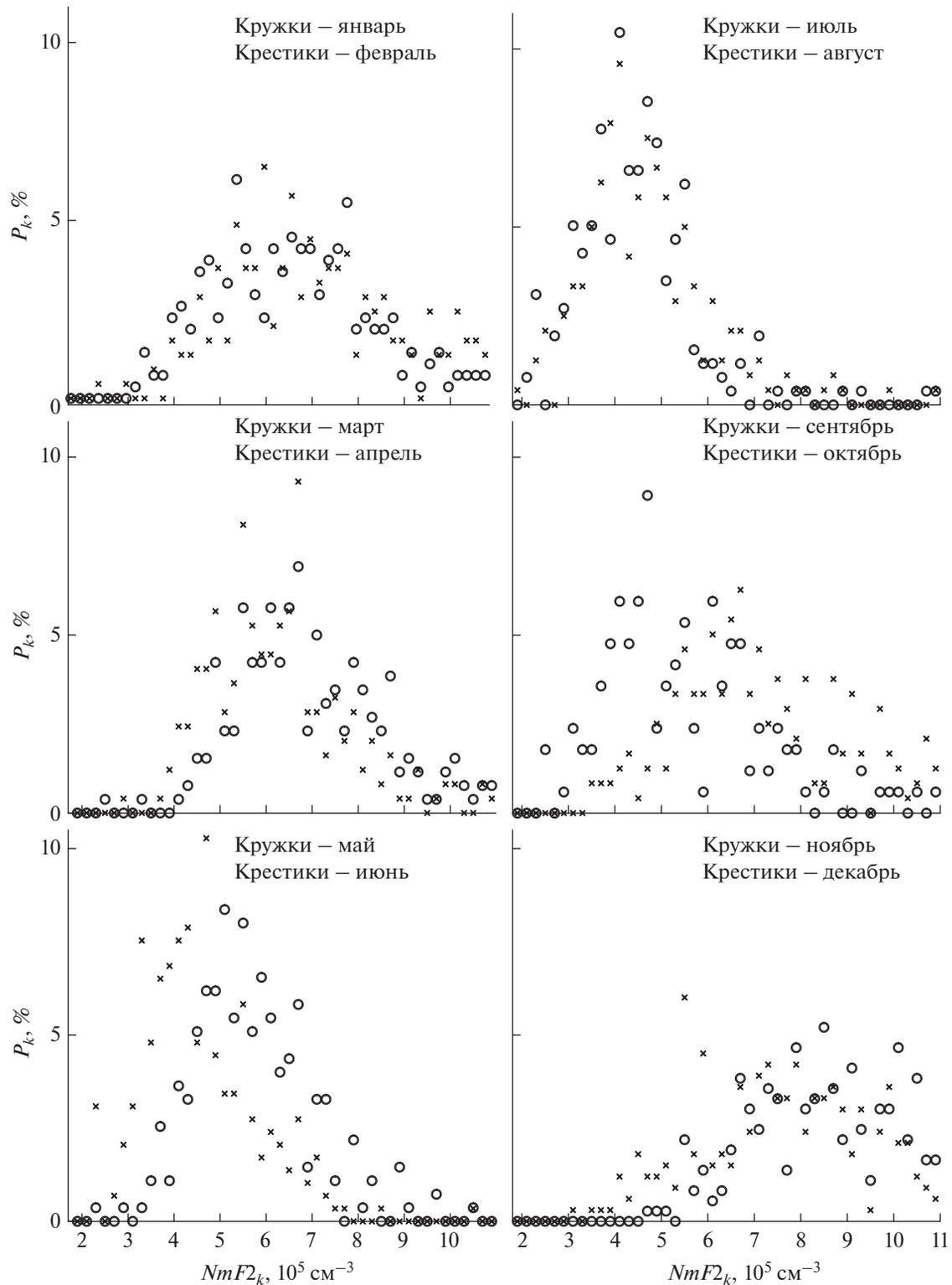


Рис. 2. Зависимость $P_k(UT, M)$ от $NmF2_k$ в 17:00 UT (23:59 SLT). Кружки и крестики соответствуют январю и февралю (верхняя левая панель), марту и апрелю (средняя левая панель), маю и июню (нижняя левая панель), июлю и августу (верхняя правая панель), сентябрю и октябрю (средняя правая панель) и ноябрю и декабрю (нижняя правая панель).

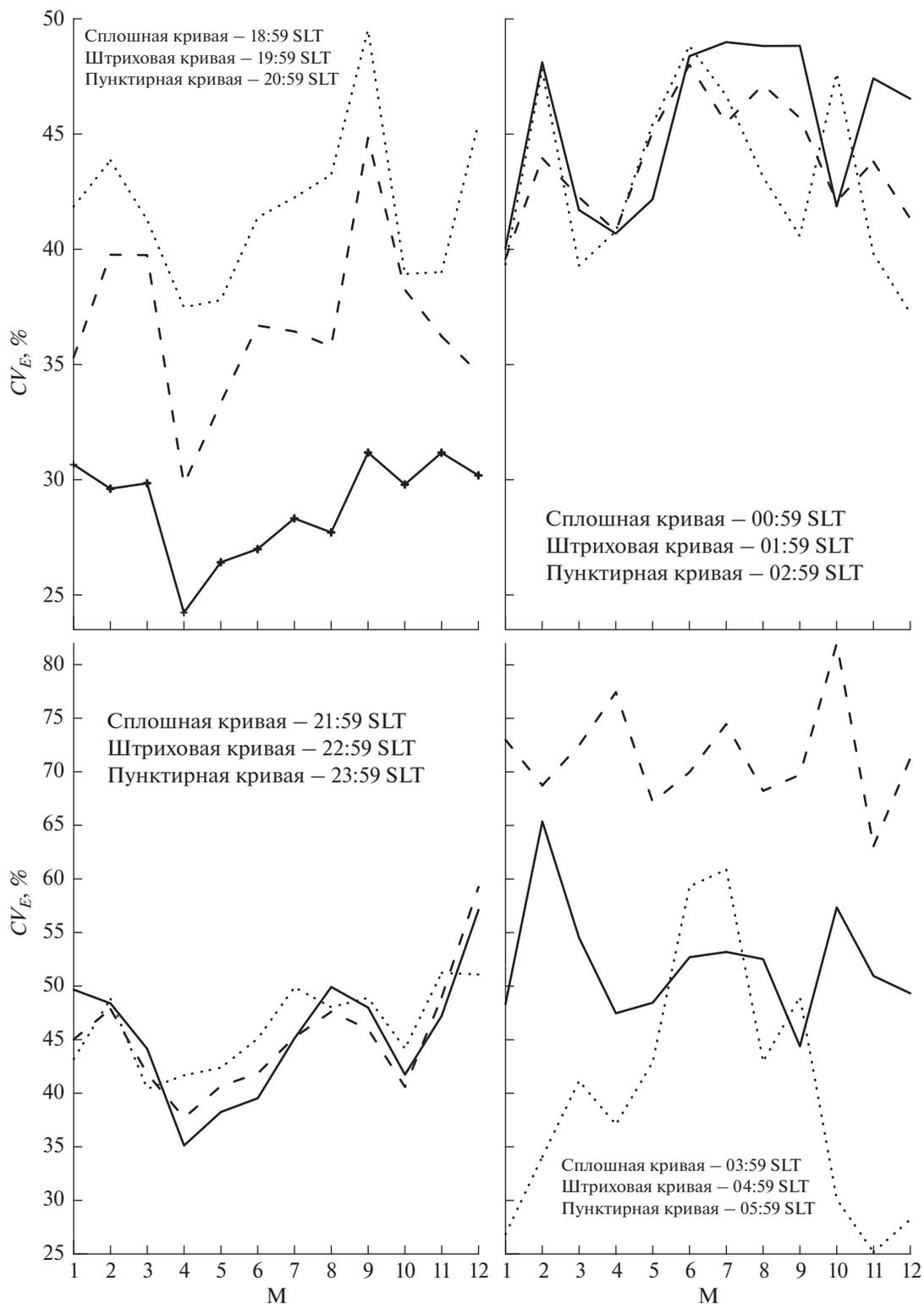


Рис. 3. Зависимости от месяца года $CV_E(UT, M)$ в 18:59, 10:59 и 20:29 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на верхней левой панели); 21:59, 22:59 и 23:59 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на нижней левой панели); 0:59, 1:59 и 2:59 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на верхней правой панели); 3:59, 4:59 и 5:59 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на нижней правой панели).

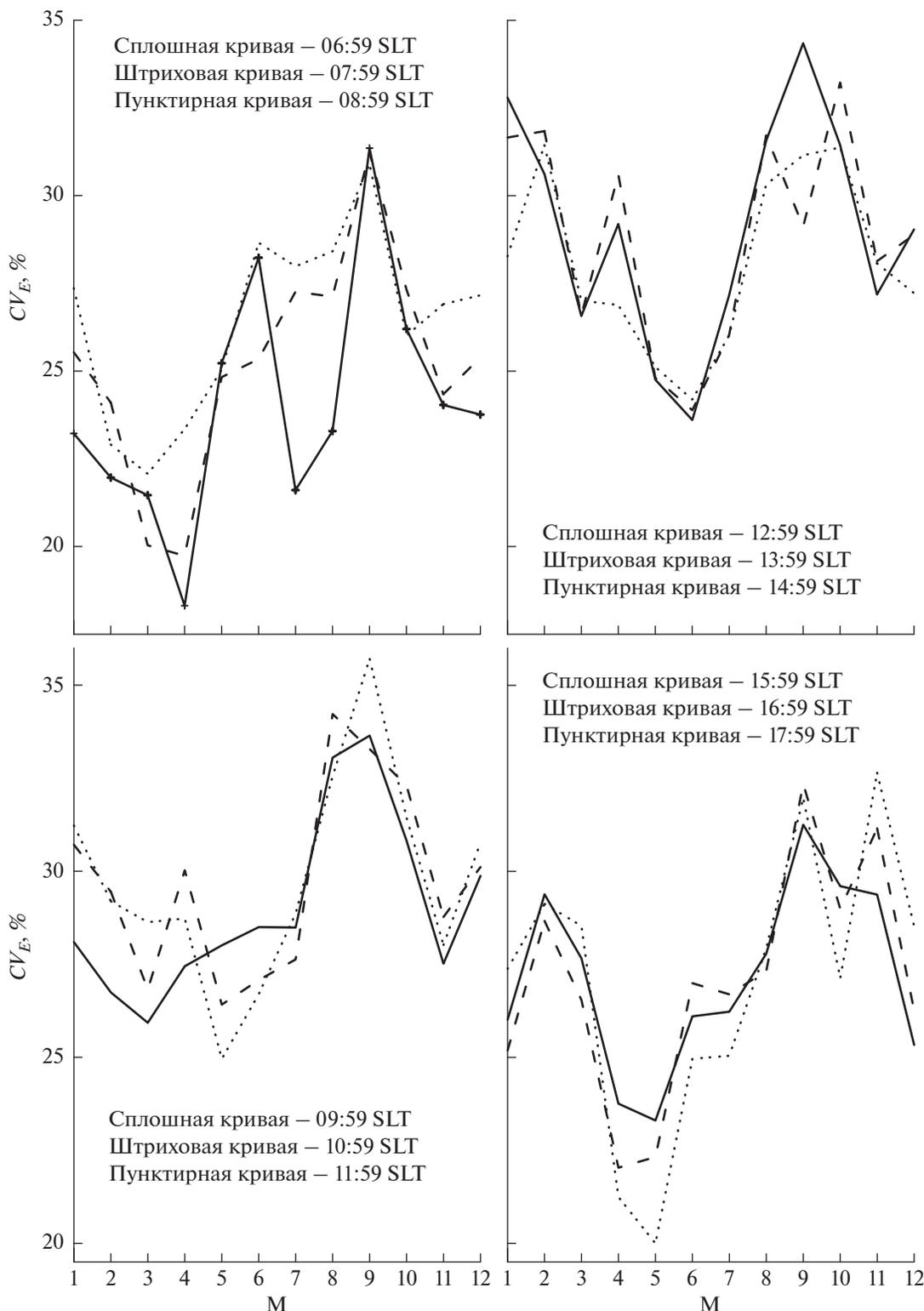


Рис. 4. Зависимости от месяца года $CV_E(UT, M)$ в 6:59, 7:59 и 8:59 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на верхней левой панели); 9:59, 10:59 и 11:59 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на нижней левой панели); 12:59, 13:59 и 14:59 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на верхней правой панели); 15:59, 16:59 и 17:59 SLT (сплошные, штриховые и пунктирные кривые соответственно на нижней правой панели).

ности, приведенное в п. 2 (см. также работу [Пигот и Равер, 1978]) определение месячной медианы $NmF2$ не связано с геомагнитной активностью и ее величина может соответствовать как геомагнитно-спокойным, так и геомагнитно-возмущенным условиям. В работе [Pavlov and Pavlova, 2016] было впервые показано, что месячная медиана $NmF2$ может заметно отличаться от исправленной месячной медианы $NmF2$, при определении которой учитываются только геомагнитно-спокойные значения $NmF2$. В отличие от математического ожидания $NmF2$, месячная медиана $NmF2$ не учитывает каждое измерение $NmF2$ для рассматриваемых условий и, следовательно, не использует всю информацию, доступную в данных. Кроме того, для корректного определения статистических параметров случайной величины X необходимо использовать достаточно большое число F значений X . Для определения наиболее вероятного значения, медианы, стандартного отклонения и коэффициента вариаций X необходимо, чтобы минимальная величина F была бы около 100 [Gatti, 2005]. Используемая в ионосферных исследованиях месячная медиана $NmF2$ не удовлетворяет этому условию. Таким образом, использование месячной медианы $NmF2$ может привести к не корректному определению медианы $NmF2$ для рассматриваемых условий. С другой стороны, для определения математического ожидания X необходимо, чтобы минимальная величина F была бы около 30 [Gatti, 2005; Verma and Verma, 2020], т.е. для вычисления математического ожидания $NmF2$ требуется существенно меньшее количество измерений $NmF2$ в сравнении с расчетом медианы $NmF2$.

При фиксированных значениях UT и M вероятность $P_k(UT, M)$ зависит от $NmF2_k(UT, M)$ и для этой зависимости характерно присутствие нескольких пиков $P_k(UT, M)$, наибольший из которых реализуется при $NmF2_k(UT, M) = NmF2_{MP}(UT, M)$ (см. рис. 1 и 2 настоящей работы и работы [Pavlov and Pavlova, 2016]). Во многих случаях значение второго по величине пика $P_k(UT, M)$ близко к максимальной величине $P_k(UT, M)$. В отличие от $NmF2_{MP}(UT, M)$, вклад всех существенных пиков $P_k(UT, M)$ учитывается при вычислении $NmF2_E(UT, M)$. Поэтому $NmF2_E(UT, M)$ в большей степени, чем $NmF2_{MP}(UT, M)$ описывает множество наблюдений рассматриваемой случайной величины $NmF2$. Например, статистический анализ [Pavlov and Pavlova, 2016] результатов измерений $NmF2$ ионозондами de l'Ebre и Rome в геомагнитно-спокойных условиях вблизи полдня при низкой солнечной активности показал, что вероятность наблюдения зимней аномалии $NmF2$ составляет 65–69%, но эта аномалия $NmF2$ не существует, если сравнивать зимние и летние значения $NmF2_{MP}$. В то же время, в соответствии

с вышеуказанным значением вероятности рассматриваемое явление зимней аномалии $NmF2$ существует, если сравнивать зимние и летние величины $NmF2_E$.

Исходя из приведенных выше аргументов и выполненного в настоящей работе исследования изменчивости $NmF2$ можно сделать вывод о необходимости использования математического ожидания $NmF2$, а не месячной медианы $NmF2$ или наиболее вероятного значения $NmF2$, в качестве количественной характеристики, обеспечивающей наилучшее описание множества измерений $NmF2$ одним единственным статистическим параметром $NmF2$.

Исследование относительной роли процессов формирования суточных вариаций статистических характеристик изменчивости $NmF2$ выходит за рамки целей настоящей работы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено исследование суточных вариаций статистических характеристик $NmF2$ для каждого месяца года в геомагнитно-спокойных условиях при низкой солнечной активности по данным часовых ($UT = 0, 1, \dots, 23$ ч) измерений $foF2$ с 1 января 1957 г. по 28 февраля 1989 г. ионозондом Huancaуо и с 1 января 1998 г. по 31 декабря 2021 г. ионозондом Jісарга. В качестве этих статистических параметров $NmF2$ использовались математическое ожидание $NmF2_E$, арифметически среднее $NmF2_A$, наиболее вероятное $NmF2_{MP}$, арифметически средняя месячная медиана $NmF2_{MED}$, стандартные отклонения $\sigma_E(UT, M)$, $\sigma_A(UT, M)$, $\sigma_{MP}(UT, M)$ и $\sigma_{MED}(UT, M)$ величины $NmF2$ от $NmF2_E$, $NmF2_A$, $NmF2_{MP}$ и $NmF2_{MED}$ и коэффициенты вариаций $CV_E(UT, M)$, $CV_A(UT, M)$, $CV_{MP}(UT, M)$ и $CV_{MED}(UT, M)$ значения $NmF2$ относительно $NmF2_E$, $NmF2_{MP}$ и $NmF2_{MED}$ соответственно.

Расчеты показали, что абсолютная величина изменчивости $NmF2$ минимальна при использовании $NmF2_E(UT, M)$. Найдено, что отличие арифметически средней месячной медианы $NmF2$ от математического ожидания $NmF2$ изменяется от 0% до 46%, наиболее вероятного $NmF2$ от математического ожидания $NmF2$ – от 0% до 102% и наиболее вероятного $NmF2$ от средней месячной медианы $NmF2$ – от 0% до 85%.

Вычисленные статистические параметры $\sigma_E(UT, M)$, $\sigma_A(UT, M)$, $\sigma_{MP}(UT, M)$, $\sigma_{MED}(UT, M)$, $CV_E(UT, M)$, $CV_A(UT, M)$, $CV_{MP}(UT, M)$ и $CV_{MED}(UT, M)$ являются характеристиками изменчивости $NmF2$ ото дня к другому дню для каждого месяца года и указанных моментов времени UT над низкоширотными ионозондами Huancaуо и Jісарга в геомагнитно-спокойных условиях при низкой солнечной активности. Из результатов расчетов сле-

дует, что величины $CV_E(UT, M)$, $CV_{MED}(UT, M)$ и $CV_{MP}(UT, M)$ изменяются в пределах 18–82%, 19–07% и 18–288% соответственно. Найдено, что отличия между $NmF2_E$ и $NmF2_A$, σ_E и σ_A , CV_E и CV_A незначительны.

В соответствии с общепринятыми выводами математической статистики стандартное отклонение $NmF2$ относительно математического ожидания $NmF2$ меньше или совпадает с величинами стандартных отклонений $NmF2$ относительно арифметически средней месячной медианы $NmF2$ или наиболее вероятного значения $NmF2$.

Проведенное исследование показало, что в преобладающем большинстве случаев коэффициент вариации $NmF2$ относительно математического ожидания $NmF2$ меньше коэффициентов вариации $NmF2$ относительно арифметически средней месячной медианы $NmF2$ или наиболее вероятного значения $NmF2$. Если величина $CV_E(UT, M)$ больше, чем значение $CV_{MED}(UT, M)$ или $CV_{MP}(UT, M)$, то отличие между коэффициентами $CV_E(UT, M)$ и $CV_{MED}(UT, M)$ или между значениями $CV_E(UT, M)$ и $CV_{MP}(UT, M)$ не значительно в сравнении с их величинами. Эти результаты и приведенные в статье дополнительные аргументы позволяют рекомендовать использовать математическое ожидание $NmF2$ в качестве количественной характеристики, обеспечивающей наилучшее описание множества измерений $NmF2$ одним единственным статистическим параметром $NmF2$ низких широт в геомагнито-спокойных условиях при низкой солнечной активности для выбранного месяца года и момента времени.

Если проводится сравнение коэффициента вариаций $NmF2$ относительно математического ожидания $NmF2$ в каждом месяце года для различных моментов времени, то наименьшее значение $CV_E(UT, M)$ изменяется от 18% (апрель) до 29% (сентябрь), а наибольшая величина $CV_E(UT, M)$ находится в интервале от 63% (ноябрь) до 73% (январь).

Показано, что арифметически среднесуточное значение $CV_E(UT, M)$, характеризующее среднесуточную изменчивость $NmF2$ в выбранном месяце года, максимально в сентябре (40%) и минимально в апреле (33%).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Агекян Т.А. Основа теории ошибок для астрономов и физиков. М.: Наука, 148 с. 1968.
- Акасофу С.-И. Полярные и магнитосферные суббури. М.: Мир, 316 с. 1971.
- Кобзарь А.И. Прикладная математическая статистика. Для инженеров и научных работников. М.: Физматлит, 816 с. 2006.
- Кремер Н.Ш. Теория вероятностей и математическая статистика. М.: ЮНИТИ-ДАНА, 551 с. 2012.
- Павлов А.В., Павлова Н.М. Вариации статистических параметров зимней аномалии $NmF2$ с широтой и солнечной активностью // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 52. № 3. С. 356–364. 2012.
- Павлов А.В., Павлова Н.М. Зависимости от месяца года статистических характеристик $NmF2$ средних широт в геомагнито-спокойных условиях вблизи полдня при низкой солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 4. С. 504–510. 2015. <https://doi.org/10.7868/S0016794015040112>
- Павлов А.В., Павлова Н.М. Влияние вариаций солнечной активности на изменчивость $NmF2$ в геомагнито-спокойных условиях по данным ионозонда Москва // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 3. С. 355–364. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0016794022030142>
- Пугот В.П., Равер К. Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм. М.: Наука, 342 с. 1978.
- Bilitza D., Altadill D., Zhang Y., Mertens C., Truhlik V., Richards P., Reinisch B. The International Reference Ionosphere 2012 – A model of international collaboration // J. Space Weather Spac. V. 4. A07. 2014. <https://doi.org/10.1051/swsc/2014004>
- Fang T.-W., Fuller-Rowell T., Yudin V., Matsuo T., Viereck R. Quantifying the sources of ionosphere day-to-day variability // J. Geophys. Res. – Space. V. 123. № 11. P. 9682–9696. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018JA025525>
- Forbes J.M., Palo S.E., Zhang X. Variability of the ionosphere // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 62. № 8. P. 685–693. 2000. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(00\)00029-8](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(00)00029-8)
- Gatti P.L. Probability Theory and Mathematical Statistics for Engineers. London and N.Y.: Spon Press of Taylor & Francis Group, 356 p. 2005.
- Howell D.C. Statistical Methods for Psychology, Belmont, CA: Wadsworth Cengage Learning, 771 p. 2013.
- Heelis R.A. Low- and Middle-Latitude Ionospheric Dynamics Associated With Magnetic Storms / Midlatitude Ionospheric Dynamics and Disturbances / Geophysical Monograph Series, 181 / Eds. P.M. Kintner Jr., A.J. Coster, T. Fuller-Rowell, A.J. Mannucci, M. Mendillo, R. Heelis. Washington, DC: American Geophysical Union. P. 51–62. 2008. <https://doi.org/10.1029/181GM06>
- Levitin A.E., Gromova L.I., Gromov S.V., Dremukhina L.A. Kp-index and local high-latitude geomagnetic activity / Proc. the 9th International Conference “Problems of Geocosmos” / Eds. V.N. Troyan, M. Hayakawa, and V.S. Semenov. Saint-Petersburg: Saint-Petersburg State University. P. 295–300. 2012.
- Liu H.-L., Richmond A.D. Attribution of ionospheric vertical plasma drift perturbations to large-scale waves and the dependence on solar activity // J. Geophys. Res. – Space. V. 118. № 9. P. 2452–2465. 2013. <https://doi.org/10.1002/jgra.50265>
- Liu H., Stolle C., Förster M., Watanabe S. Solar activity dependence of the electron density in the equatorial anomaly regions observed by CHAMP // J. Geophys. Res. – Space. V. 112. № 11. A11311. 2007. <https://doi.org/10.1029/2007JA012616>

- *Pavlov A.V.* The low and middle latitude semi-annual anomaly in *NmF2* near noon: a statistical study // *Adv. Space Res.* V. 49. № 5. P. 922–936. 2012.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.12.024>
- *Pavlov A.V.* Causes of the mid-latitude daytime *NmF2* semi-annual anomaly at solar minimum // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 169. № 4. P. 6–15. 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.12.015>
- *Pavlov A.V., Pavlova N.M., Makarenko S.F.* A statistical study of the mid-latitude *NmF2* winter anomaly // *Adv. Space Res.* V. 45. № 3. P. 374–385. 2010.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2009.09.003>
- *Pavlov A.V., Pavlova N.M.* Variations in statistical parameters of the *NmF2* equinoctial asymmetry with latitude and solar activity near noon // *Adv. Space Res.* V. 51. № 11. P. 2018–2034. 2013.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2013.01.007>
- *Pavlov A.V., Pavlova N.M.* Influence of the equinoctial asymmetry on the semi-annual anomaly in *NmF2* near noon in the northern geographic hemisphere: a statistical study // *Adv. Space Res.* V. 53. № 4. P. 619–634. 2014.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2013.12.014>
- *Pavlov A.V., Pavlova N.M.* Long-term monthly statistics of mid-latitude *NmF2* in the northern geographic hemisphere during geomagnetically quiet and steadily low solar activity conditions // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 142. № 5. P. 83–97. 2016.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2016.03.001>
- *Pavlov A.V., Pavlova N.M.* Statistical characteristics of the mid-latitude *NmF2* day-to-day Variability during geomagnetically quiet conditions at low solar activity obtained from the Dourbes and Juliusruh ionosonde observations // *Pure Appl. Geophys.* V. 178. № 10. P. 3887–3907. 2021.
<https://doi.org/10.1007/s00024-021-02859-z>
- *Ross S.M.* Introduction to probability and statistics for engineers and scientists. Amsterdam: Elsevier Academic Press, 624 p. 2004.
- *Rishbeth H., Mendillo M.* Patterns of F2-layer variability // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 63. № 15. P. 1661–1680. 2001.
[https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(01\)00036-0](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(01)00036-0)
- *Rumsey D.J.* Statistics II. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, Inc., 423 p., 2022.
- *Somoye E.O., Akala A.O.* *NmF2* variability at equatorial and low latitude stations: a review // *Research J. Physics.* V. 4. № 2. P. 50–55. 2010.
<https://doi.org/10.3923/rjp.2010.50.55>
- *Stolle C., Liu H.* Low-Latitude Ionosphere and Thermosphere: Decadal Observations From the CHAMP Mission / Modeling the Ionosphere-Thermosphere System / Eds. J. Huba, R. Schunk, G. Khazanov. Geophysical Monograph Series, 201. Washington, DC: American Geophysical Union. P. 259–272. 2013.
<https://doi.org/10.1002/9781118704417.ch21>
- *Titterton D.M., Smith A.F.M., Makov U.E.* Statistical Analysis of Finite Mixture Distributions. Chichester, UK: John Wiley & Sons Ltd., 243 p. 1985.
- *Verma J.P., Verma P.* Determining Sample Size and Power in Research Studies. Singapore: Springer, 127 p. 2020.
<https://doi.org/10.1007/978-981-15-5204-5>

УДК 551.511.331

ВЛИЯНИЕ ПОДГОТОВКИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ НА ИЗМЕНЕНИЕ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК (НА ПРИМЕРЕ ЧУЙСКОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ 2003 г.)

© 2023 г. А. В. Шитов^{1, *}, С. А. Пулинец^{2, **}, П. А. Будников^{3, ***}

¹Горно-Алтайский государственный университет (ГАГУ), Горно-Алтайск, Россия

²Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

³Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Фёдорова (ИПГ Росгидромет), Москва, Россия

*e-mail: sav103@yandex.ru

**e-mail: pulse@rssi.ru

***e-mail: pavel9860@gmail.com

Поступила в редакцию 04.01.2023 г.

После доработки 03.03.2023 г.

Принята к публикации 28.03.2023 г.

Проанализировано влияние подготовки Чуйского землетрясения 27 сентября 2003 г. – сильнейшего события в Алтае-Саянской складчатой области за весь инструментальный период сейсмологических наблюдений, на метеорологические характеристики в регионе Горного Алтая (температуру, относительную влажность, поправку атмосферного химического потенциала, скрытую теплоту испарения, средние значения и дисперсию этих данных) и их спектральные характеристики. Показано, что метеорологические и спектральные характеристики меняются за определенное время до основного толчка. Спектральные характеристики отчетливо меняются не только при подготовке основного толчка, но и при афтершоковом процессе.

DOI: 10.31857/S0016794023600011, EDN: OOMGEO

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных результатов исследований предвестников землетрясений последних лет является тот факт, что прогноз, базирующийся на анализе вариаций какого-то одного из параметров окружающей среды, будь то вариации радона, электрического поля или электронной концентрации в ионосфере, не может быть достоверным в силу сложности механизма генерации предвестников разного типа. Одновременная регистрация целого ряда признаков, называемых предвестниками, и являющихся проявлением процесса подготовки землетрясения в различных геофизических средах, и является тем фактором, или комплексным предвестником, на базе которого можно строить надежный прогноз [Pulinets and Ouzonov, 2011]. Более глубокий анализ показывает, что реальные предвестники находятся в синергетической связи и их совместное поведение указывает на приближение системы к критической точке [Pulinets, 2011]. Исходя из этих положений при анализе характеристик, предшествующих землетрясениям, мы использовали максимально доступное число параметров, являющихся индикаторами финальной стадии подготовки землетрясения.

2. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Для анализа нами использовались следующие данные.

1. Данные по Чуйскому землетрясению (2003 г.).

2. Данные по метеорологическим характеристикам по сети ГМС Горного Алтая [Всероссийский ..., 2023]. Координаты ГМС: Кош-Агач – 88°40′ E, 50°00′ N, Горно-Алтайск – 85°58′ E, 51°57′ N, Усть-Кокса – 85°37.2′ E, 50°16.332′ N (рис. 1).

3. Данные с сайта NASA Global Modeling and Assimilation Office, атмосферная модель MERRA.

Для изучения влияния процесса подготовки землетрясений на поправку атмосферного химического потенциала были использованы данные по изменению метеорологических параметров перед Чуйским землетрясением.

Согласно модели физико-химических связей в системе “Литосфера–Атмосфера–Ионосфера” в период подготовки землетрясения в пограничном слое атмосферы значительно увеличивается концентрация крупных кластерных ионов, соответственно уменьшается влажность атмосферного воздуха и повышается его температура. На высоте 9–12 км на уровне верхней границы облаков



Рис. 1. Схема расположения эпицентра Чуйского землетрясения (2003 г.) и анализируемых гидрометеостанций (ГМС).

наблюдаются аномальные вариации потока уходящего длинноволнового инфракрасного излучения (аномалии OLR), а в ионосфере – локализованные неоднородности с повышенными (или пониженными) значениями концентрации электронов [Pulinets and Ouzounov, 2018].

Процесс образования крупных кластерных ионов можно проследить по динамике изменения значения энергии связи между ионами и молекулами воды. Изменение значения энергии связи выражается формулой (1), предложенной в работах [Боярчук и др., 2006, 2010; Пулинец и др., 2015; Cesped, 2015]:

$$\Delta U = 5.8 \times 10^{-10} (20T + 5463)^2 \ln(100/H), \quad (1)$$

где ΔU , эВ – поправка атмосферного химического потенциала, или изменение значения энергии связи; T , °C – температура воздуха; H , % – относительная влажность воздуха.

По сути, энергия связи молекул воды с ионом есть химический потенциал в момент конденсации, а формула – поправка атмосферного химического потенциала (1), дающая оценку превышения энергии связи молекулы с ионом по сравнению с

постоянной скрытой теплоты. В дальнейшем тексте для краткости мы будем обозначать поправку атмосферного химического потенциала аббревиатурой АХП [Пулинец и др., 2015].

При этом можно проверить возможные изменения, связанные с процессом стабилизации ионизированных частиц и его энергии взаимодействия с водяными парами в воздухе на основе анализа скрытой теплоты испарения $L(T)$ (2):

$$L(T) = 2500.8 - 2.36Td + 0.0016Td - 0.00006Td, \quad (2)$$

где Td – температура точки росы, измеренная в °C, [Rogers and Yau, 1989].

Если этот процесс достигает уровня значительного влияния, проявляются следы скрытого тепла вокруг эпицентральной зоны, поэтому будущий эпицентр может прослеживаться из космоса через спутниковые данные [Deu and Singh, 2003].

На примере Чуйского землетрясения 2003 г. в Алтае-Саянском горном регионе мы приводим анализ влияния процесса подготовки землетрясения на параметры атмосферы, включая метеопараметры (температура, влажность), АХП и скрытой теплоты испарения.

Для изучения периодичности изучаемых процессов нами использовалась методика спектрально-временного анализа временных рядов в скользящем окне [Ландер и др., 1975]. Длина окна выбиралась кратной периодам исследуемых ритмов. Результат отображался в виде спектрально-временной диаграммы [Гамбурцев и др., 2002]. На оси абсцисс откладывались даты измерений изучаемых параметров. На оси ординат откладывались величины частот в циклах в единицу времени (в нашем случае циклов в сутки) или соответствующие периоды. Периоды и циклы имеют между собой обратное соотношение. Более сильная зачерненность на диаграммах соответствует большим спектральным амплитудам. О величине амплитуд судят по шкале уровней, помещенной возле диаграммы. Повторяемость и устойчивость периодичностей выражается в виде зачерненных полос. Для удобства нами были вынесены в цифрах устойчивые периодичности изучаемых процессов.

3. ЧУЙСКОЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕ (2003 г.)

27 сентября 2003 г. в 11:33:24.94 по Гринвичу на территории Республики Алтай в долине р. Чуя в горной перемычке между Чуйской и Курайской межгорными котловинами произошло землетрясение с магнитудой $M = 7.3$ по шкале Рихтера (координаты эпицентра — 49.999° N , 87.852° E) (рис. 1) [Гольдин и др., 2004, 2005; Еманов и Лескова, 2005; Арефьев и др., 2006; Рогожин и др., 2007; Новиков и др., 2008; Еманов и др., 2014]. Интенсивность сейсмических колебаний в эпицентре достигала 9 баллов. Нами изучался форшоковый период с 01.08.2003 г. и афтершоковый период до 31.12.2003 г.

3.1. Вариации температуры

Согласно ранним публикациям [Милькис, 1986] в регионе (в данном случае, в Средней Азии), где повышается сейсмическая активность, среднемесячная/сезонная температура выше, чем климатическая норма. Этот факт проверялся неоднократно в других регионах — Мексике и Китае [Pulinets et al., 2006; Jing et al., 2013]. Мы проверили этот индикатор по данным Государственной службы по метеорологии и мониторингу окружающей среды по Республике Алтай (ГМС) за период с 2000 по 2006 г. для ст. Кош-Агач, находящейся в зоне подготовки Чуйского землетрясения. Данные по среднемесячной температуре сентября за эти годы представлены на рис. 2. Как видим, среднемесячная температура сентября в 2003 году является максимальной за исследуемый промежуток времени. Учитывая достаточно низкие температуры, характерные для сентября в Горном Алтае, трудно ожидать большой разницы в температуре по сравнению с другими годами, тем не менее, мы можем сказать, что наблюдаемая картина подтверждает данные, полученные в ряде других публикаций [Шитов, 2006; Аптикаева и Шитов, 2014].

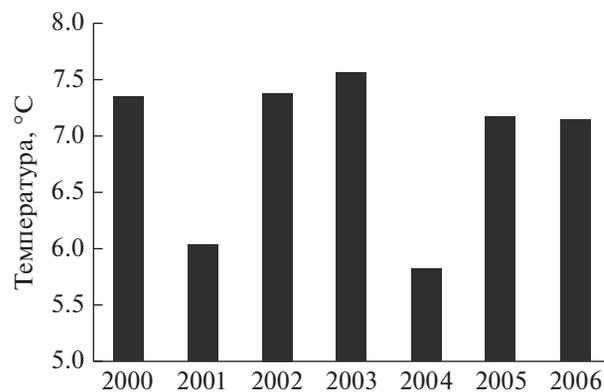


Рис. 2. Среднемесячная температура сентября в 2000–2006 гг. (по данным ГМС Кош-Агач).

При анализе данных Государственной службы по метеорологии и мониторингу окружающей среды по Республике Алтай было выявлено, что за более чем двухнедельный период наблюдений перед Чуйским землетрясением амплитуда суточного хода резко меняется 22.09.2003 и 23.09.2003 г. Отмечено существенное снижение среднесуточных температур 25.09.2003 и 26.09.2003 г., т.е. в сроки непосредственно перед землетрясением для ГМС Горно-Алтайск и Кош-Агач [Шитов, 2006]. Накопленный опыт мониторинга геофизических полей и геодинамических явлений свидетельствует о существовании взаимосвязи этих явлений как с внешними по отношению к геосферам космофизическими факторами, так и с эндогенной активностью Земли. Явления в системе атмосфера–ионосфера и активные геодинамические процессы в земной коре представляются взаимообусловленными [Shitov, 2012; Аптикаева и Шитов, 2014; Artikaeva and Shitov, 2016].

Динамика температуры перед Чуйским землетрясением по всем изучаемым ГМС (Кош-Агач, Горно-Алтайск, Усть-Кокса) (рис. 3а) выделяется резким понижением температуры 22.09 и повышением — 09.09 и 18.09.2003 г., основной толчок произошел при увеличении среднесуточной температуры. Нами для сокращения количества графиков в статье было решено показывать данные только по ГМС Горно-Алтайск, данные по остальным метеостанциям будут показаны как корреляции между ГМС Горно-Алтайск и другими метеостанциями с описанием изменений.

Коэффициенты корреляции между значениями температуры за период времени с 01.08 по 31.12.2003 г. по данным ГМС Кош-Агач, Горно-Алтайск, Усть-Кокса составили соответственно: Горно-Алтайск и Кош-Агач — 0.90, Кош-Агач и Усть-Кокса — 0.95, Горно-Алтайск и Усть-Кокса — 0.895, доверительная корреляция при уровне значимости $0.001 R_{\text{крит}} = 0.14$. Необходимо отметить, что повышение температуры 08.09 и 18.09.2003 г.

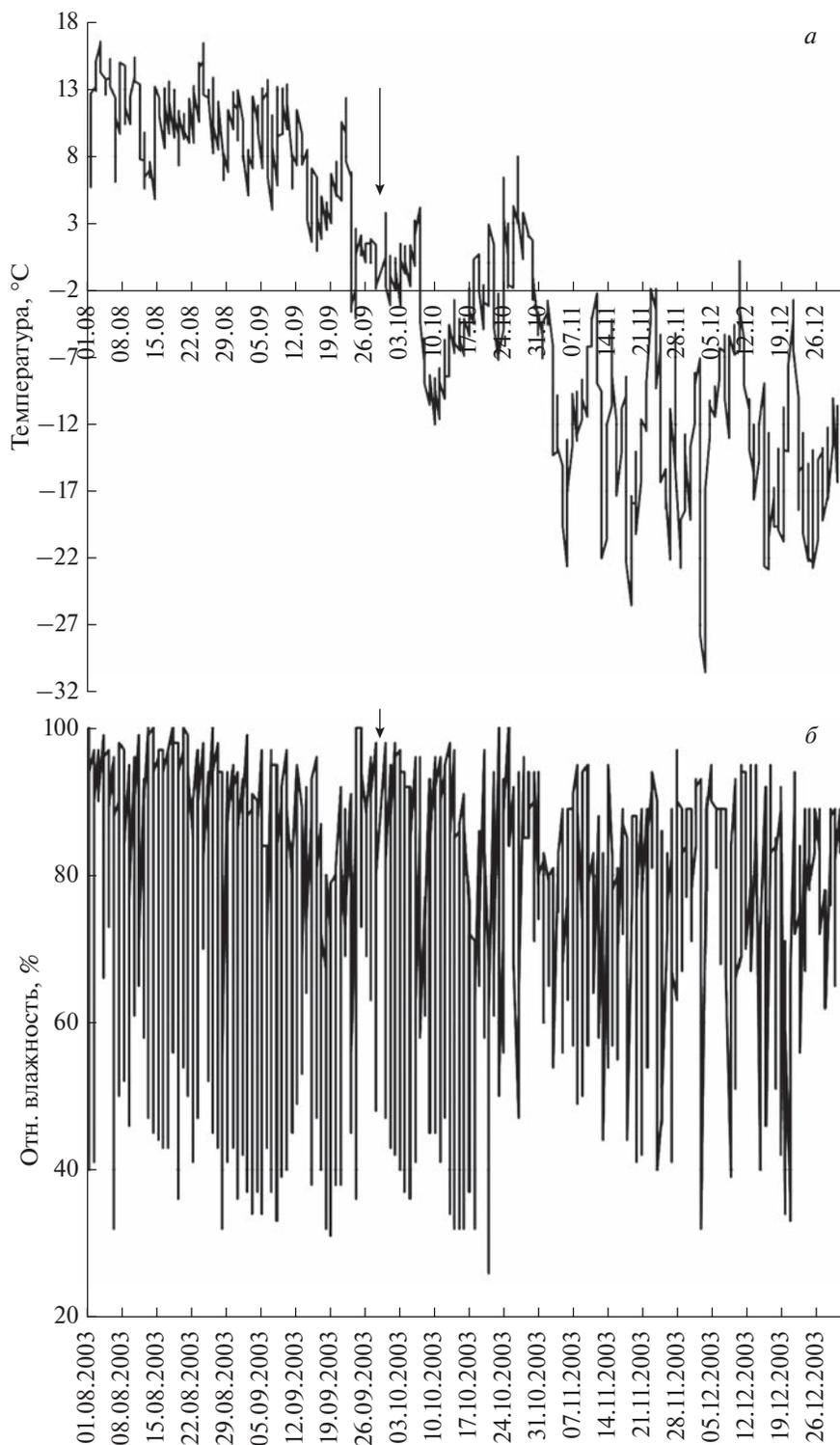


Рис. 3. Динамика температуры (а) и влажности (б) по данным ГМС Горно-Алтайск за период 01.08.2003–31.12.2003 г. Стрелка – момент землетрясения.

совпадают с подобными аномальными повышениями АХП.

Спектрально-временной анализ изменения температуры за данный период на данных ГМС выявил следующие особенности (рис. 3б). Отме-

чено отсутствие периодичности вариаций температуры в 50 дней с 20 по 30.08.2003 г. С 01.09 появляется периодичность температуры в 12.5 сут. В то же время необходимо отметить, что момент Чуйского землетрясения также существенно изменил

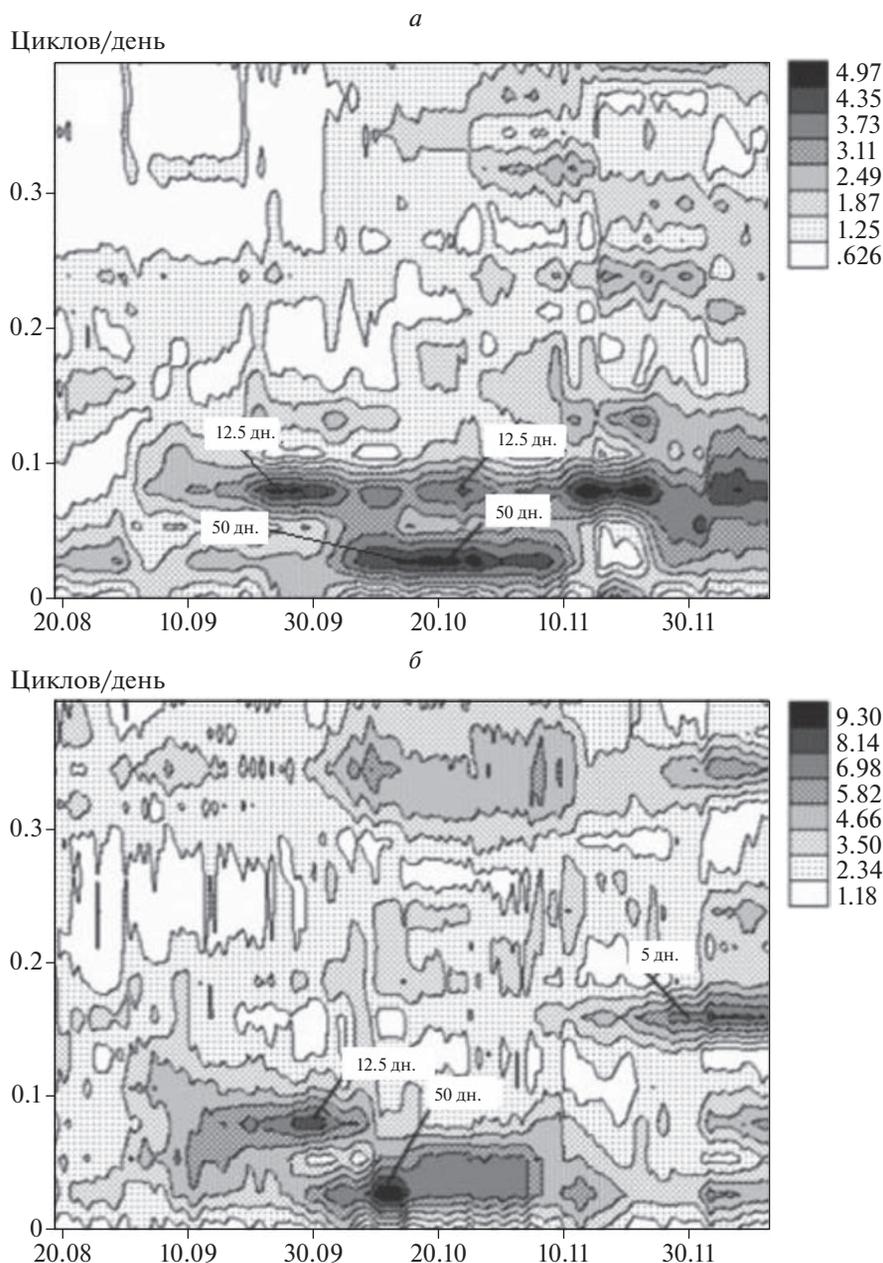


Рис. 4. СВД-диаграмма температуры (а) и влажности (б) для ГМС Горно-Алтайск.

существующую на данный момент периодичность температуры (это прослеживается по данным всех ГМС). Следует отметить, что долгосрочный негативный тренд температуры на рис. 3 связан с сезонным понижением температуры.

3.2. Динамика относительной влажности

В динамике относительной влажности по данным изучаемых ГМС выделяется 22.09.2003 г. (рис. 4а). Эта дата отмечается понижением значений относительной влажности, после чего следует повышение влажности. День землетрясения

приходится на повышение относительной влажности.

Коэффициенты корреляции между значениями относительной влажности за период времени с 01.08 по 31.12.2003 г. составили соответственно: Горно-Алтайск и Кош-Агач -0.002 , Кош-Агач и Усть-Кокса -0.09 , Горно-Алтайск и Усть-Кокса -0.60 , доверительная корреляция при уровне значимости $0.001 R_{крит} = 0.14$. Низкая степень связи между показателями относительной влажности изучаемых ГМС со ст. Кош-Агач (которая расположена вблизи эпицентральной зоны землетрясения) может быть связана с подготовкой Чуйского

землетрясения и активным протеканием афтершокового процесса.

Для сравнения приведем коэффициенты корреляции между значениями относительной влажности за аналогичный период времени 2002 г., которые составили соответственно: Горно-Алтайск и Кош-Агач -0.44 , Кош-Агач и Усть-Кокса -0.53 , Горно-Алтайск и Усть-Кокса -0.66 , доверительная корреляция при уровне значимости $0.001 R_{\text{крит}} = 0.14$.

Необходимо отметить, что по современным исследованиям в Чуйской степи, где находится ГМС Кош-Агач, отмечаются процессы аридизации климата, поэтому уровень корреляции характеристик относительной влажности этой ГМС с другими метеостанциями ниже [Sukhova et al., 2020].

Спектрально-временной анализ относительной влажности за данный период на данных ГМС выявил следующие особенности (рис. 4б). За данный период времени полностью не проявилась ни одна временная периодизация относительной влажности. До 30.08 по ГМС Кош-Агач проявляется периодичность в 5 сут, после — она исчезает. По ГМС Усть-Кокса эта периодичность проявляется после 10.10.2003 г. С 01.09.2003 г. появляется периодичность в 50 дней. Также отчетливо прослеживается прерывание периодичности в 12.5 сут в форшоковый период. В то же время необходимо отметить, что момент Чуйского землетрясения существенно изменил существующую на данный момент периодичность относительной влажности (наиболее четко это прослеживается по данным ГМС Горно-Алтайск).

3.3. Поправка атмосферного химического потенциала

На основании метеорологических характеристик ГМС Горного Алтая за период с 01.09.2003 г. по 31.12.2003 г. была рассчитана поправка атмосферного химического потенциала для ГМС Кош-Агач (отметим, что это самая близко расположенная ГМС к эпицентру Чуйского землетрясения — 30 км). При анализе было выявлено, что за несколько дней (с 25.09.2003 г.) до Чуйского землетрясения отмечается резкое увеличение величины поправки со средних значений 0.012 до 0.028 эВ. Это повышение отмечено 09.09 и 18.09.2003 г.

На основании данных поправки для ГМС Горно-Алтайск был построен график изменения поправки для данной ГМС (удаление от эпицентра 200 км) (рис. 5а).

Значения поправки атмосферного химического потенциала на данных ГМС (рис. 5а) практически в одно время изменяются перед Чуйским землетрясением, что свидетельствует о том, что изменение данной характеристики происходило

одновременно, т.е. данный эффект имел большую площадь проявления. В то же время, коэффициент корреляции поправки за период с 01.08 по 31.12.2003 г. между ГМС Кош-Агач и Горно-Алтайск -0.04 , между ГМС Кош-Агач и Усть-Кокса составляет -0.14 , между ГМС Усть-Кокса и Горно-Алтайск -0.68 , доверительная корреляция при уровне значимости $0.001 R_{\text{крит}} = 0.14$. Возможно, с афтершоковым облаком землетрясений, произошедших с сентября по декабрь 2003 г. в эпицентральной зоне Чуйского землетрясения [Еманов и др., 2014] и связано снижение поправки атмосферного химического потенциала в период с 20.10 по 31.12.2003 г.

Спектрально-временной анализ поправки за данный период на данных ГМС выявил следующие особенности (рис. 5б).

За данный период времени полностью не проявилась ни одна временная периодизация поправки. В то же время необходимо отметить, что момент Чуйского землетрясения существенно изменил существующую на данный момент периодичность поправки (наиболее четко это прослеживается по данным ГМС Горно-Алтайск). Здесь отчетливо прослеживается периодичность в 50 сут, особенно по ГМС Кош-Агач. По другим ГМС проявляется периодичность в 12.5 сут. Также в это время на данной ГМС проявляются периодичности 5–6 сут. По данным ГМС Кош-Агач также прослеживается размывание периодизации значений поправки, до 30.08.2003 г. здесь проявляется периодичность в 5 сут, затем она исчезает.

3.4. Скрытая теплота испарения

Подготовка Чуйского землетрясения могла изменить в регионе характеристики скрытой теплоты испарения, в этот период выделяются отдельные пики данной характеристики, приходящиеся на 09–12.09.2003 и 25.09.2003 г., что может быть связано с форшоковым процессом. Отметим, что пики этой характеристики также отмечались по значениям поправки атмосферного химического потенциала (рис. 6а).

По всей видимости, Чуйское землетрясение и его афтершоковый процесс инициировали выделение в атмосферу большого количества энергии, что обусловило повышение скрытой теплоты испарения перед Чуйским землетрясением, во время основного толчка и при афтершоковом процессе. Кривая данной характеристики показывает резкое повышение скрытой теплоты испарения в период с 01.08.2003 г. до 31.12.2003 г. на территории всего Горного Алтая. Данная характеристика коррелирует с эффектом снижения сейсмичности на всей территории Алтае-Саянского региона в это время и активизации землетрясений только на территории Алтая. Необходимо отметить, что в

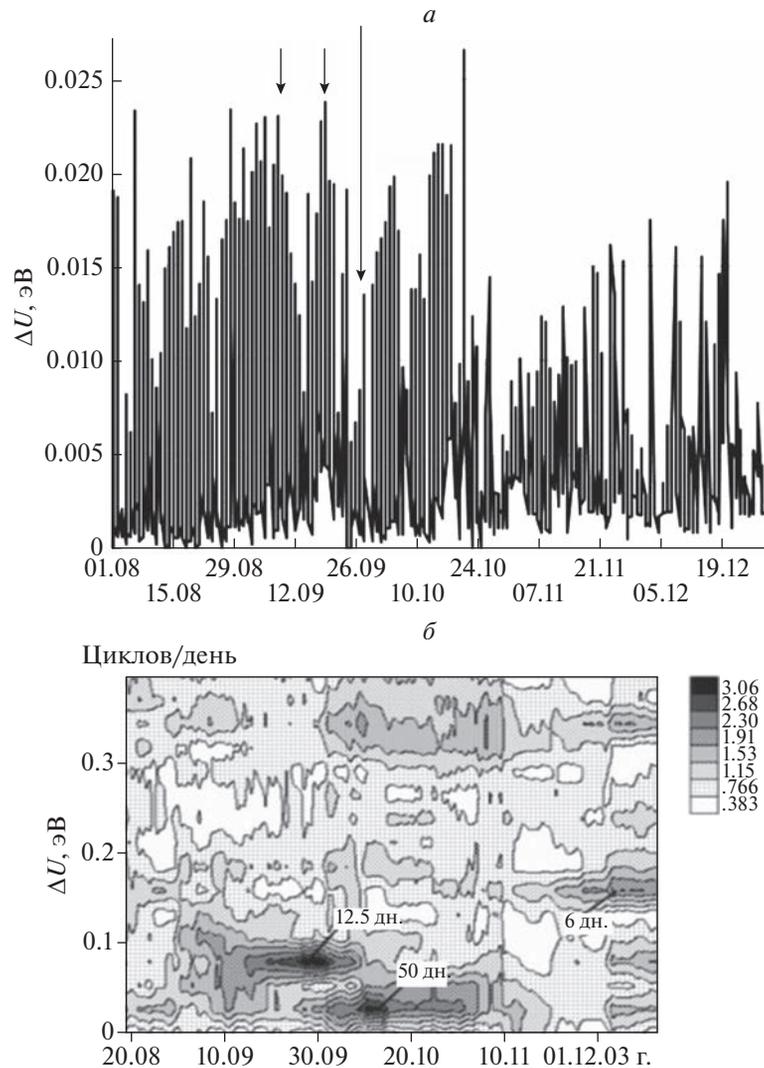


Рис. 5. Изменение поправки атмосферного химического потенциала для ГМС Горно-Алтайск (а) за период 01.08.2003 г. по 31.12.2003 г. и его СВАН-диаграмма (б). Длинная стрелка – момент Чуйского землетрясения, короткие стрелки – аномальное увеличение значений поправки 09.09.2003 г. и 18.09.2003 г., сразу после этих увеличений резко следует понижение значений поправки.

период с 2001 г. по 27.09.2003 г., т.е. до Чуйского землетрясения, регистрировались события, происходящие практически по всей площади Республики Алтай, занятой станциями, в то время как после землетрясения такая информация имеется только с ограниченной в пространстве области афтершоков [Еманов, 2004].

Спектрально-временной анализ скрытой теплоты испарения за данный период на данных ГМС выявил следующие особенности (рис. 6б). В форшоковый период не проявлена ни одна периодичность скрытой теплоты испарения. В то же время необходимо отметить, что после Чуйского землетрясения по всем ГМС отчетливо прослеживаются следующие периодичности: в 33, 10, 4 сут, что сви-

детельствует о влиянии афтершокового процесса на значения скрытой теплоты испарения.

3.5. Среднее и дисперсия поправки атмосферного химического потенциала

Расчет среднего и дисперсии, привязанных к середине периода, производился по семидневным значениям вычисляемых величин.

Анализ изменений этих статистических характеристик при подготовке, во время и афтершоковом процессе Чуйского землетрясения выявил следующие закономерности (рис. 7а). Дисперсия и среднее поправки атмосферного химического потенциала за период времени с 01.08.2003 г. по 31.12.2003 г. имеют высокую степень корреляции

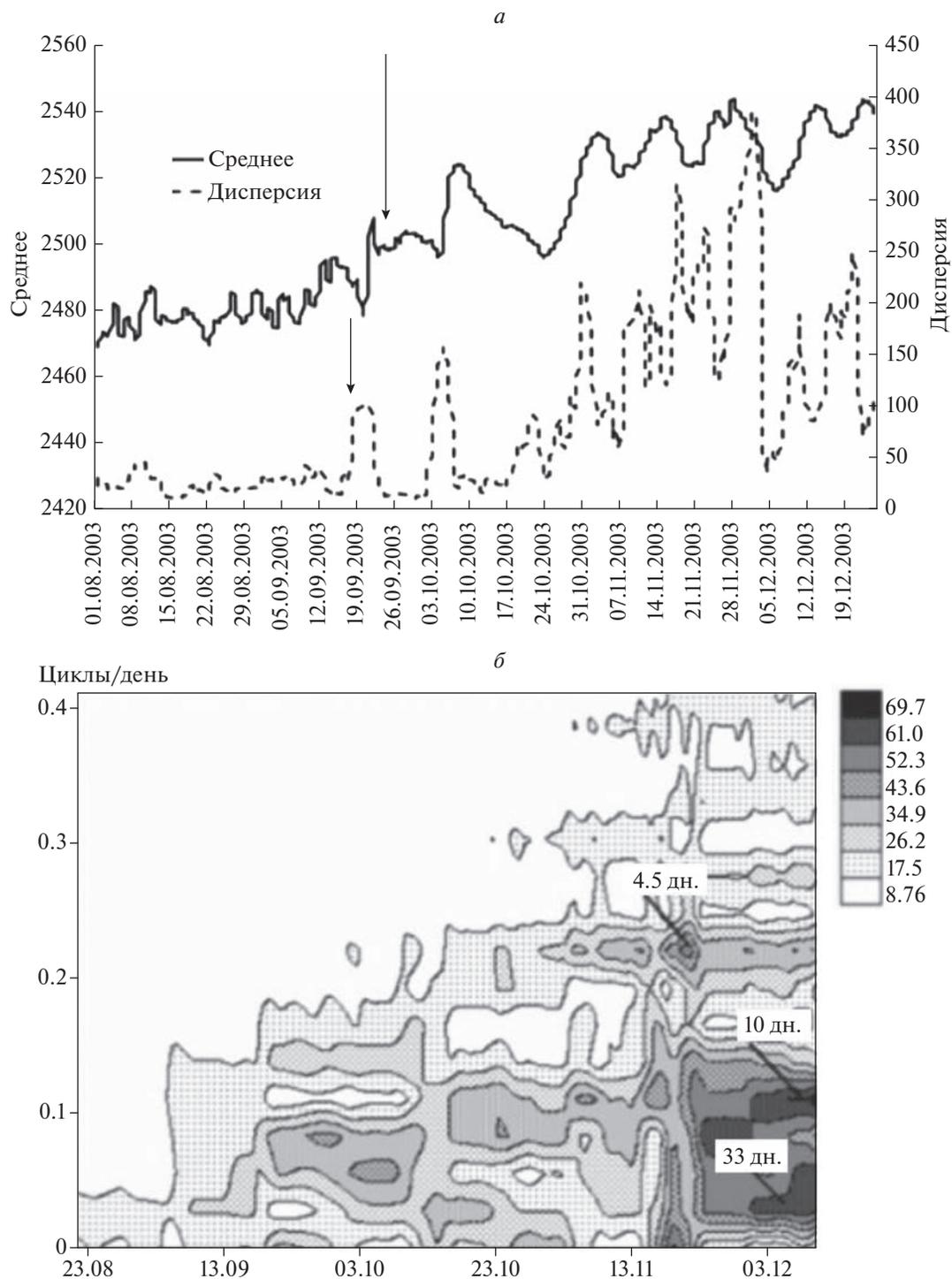


Рис. 6. Среднее и дисперсия скрытой теплоты испарения ГМС Горно-Алтайск (а) и его СВАН-диаграмма (б).

(до 0.8, доверительная корреляция при уровне значимости 0.001 $R_{\text{крит}} = 0.14$) между собой по всем наблюдаемым ГМС. В момент Чуйского землетрясения наблюдается понижение дисперсии и среднего по всем ГМС. В то же время, в форшоковый период по всем ГМС наблюдается резкое повышение

значений дисперсии и среднего поправки атмосферного химического потенциала: 20.08.2003 г. (только по ГМС, максимально приближенной к эпицентральной зоне), 04.09, 17.09.2003 г. После основного толчка наблюдается резкое снижение изучаемых статистических характеристик.

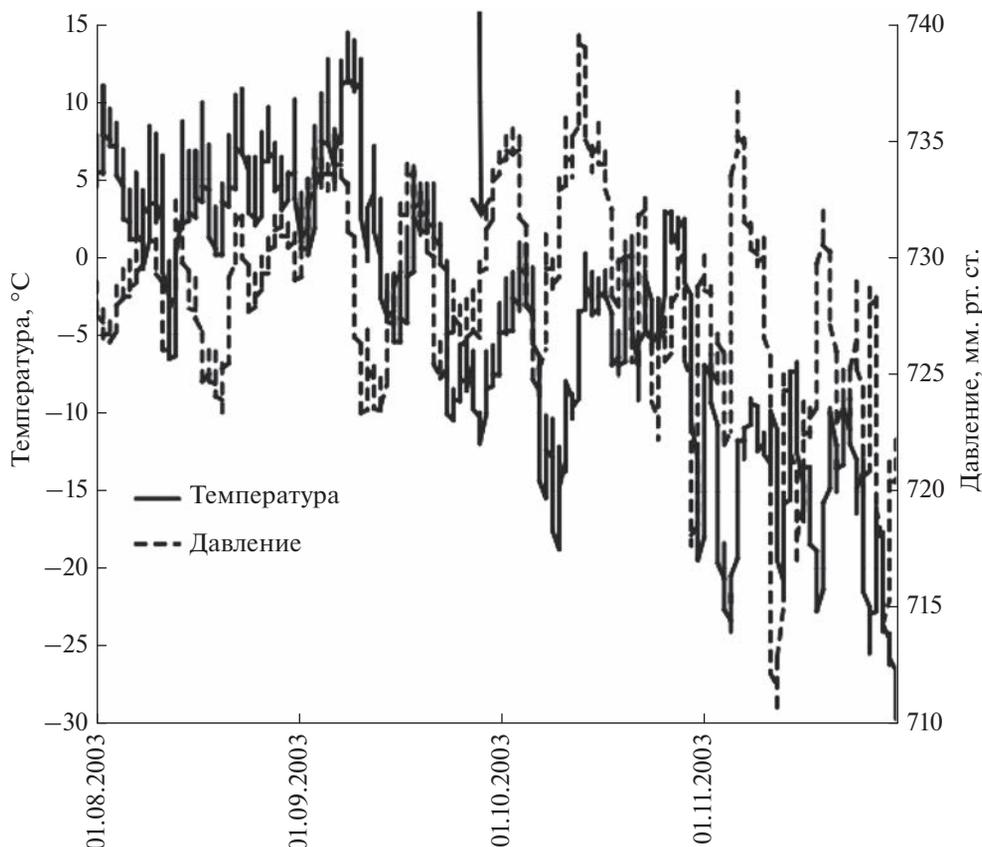


Рис. 7. Динамика температуры и давления в эпицентральной области Чуйского землетрясения.

Спектрально-временной анализ дисперсии поправки атмосферного химического потенциала за данный период на изучаемых ГМС выявил (рис. 7б) резкое изменение периодизации значений дисперсии поправки атмосферного химического потенциала с 01.10.03 г. Наиболее сильно это проявлено на ГМС Кош-Агач, что может быть связано с максимальной приближенностью данной метеостанции к эпицентральной зоне. С этого времени формируются новые периодичности по всем ГМС, но периодизации на каждой ГМС — различаются. Данный эффект свидетельствует о том, что данная характеристика на каждой ГМС проявлена по-разному.

3.6. Среднее и дисперсия скрытой теплоты испарения

В результате анализа дисперсии и среднего скрытой теплоты испарения были выявлены следующие закономерности (рис. 8а).

Наблюдается положительный тренд дисперсии и среднего скрытой теплоты испарения по всем наблюдаемым ГМС. Момент землетрясения характеризуется пониженным значением дисперсии. Кроме этого, наблюдается увеличение разброса дисперсии 12.09.2003 г., 19.09.2003 г., что

может свидетельствовать о резком всплеске данных значений в форшоковый период.

Спектрально-временной анализ дисперсии скрытой теплоты испарения за данный период на изучаемых ГМС выявил следующие особенности (рис. 8б). Фрагментарное проявление периодизации значений скрытой теплоты испарения. Первый период времени — с 25.08.2003 г. по 10.10.2003 г., здесь проявляется периодичность 12,5 дней, второй период времени — с 11.10.2003 г. по 17.11.2003 г., здесь проявляется периодичность 12,5 дней, третий период времени — с 18.11.2003 г. по 10.12.2003 г., здесь проявляются периодичности 33, 10 и 3 дня. Данный эффект свидетельствует о том, что выделение скрытой теплоты испарения определялось афтершоковым процессом Чуйского землетрясения.

4. ТЕМПЕРАТУРА, ДАВЛЕНИЕ, ПОПРАВКА АТМОСФЕРНОГО ХИМИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА И СКРЫТАЯ ТЕПЛОТА ИСПАРЕНИЯ В ЭПИЦЕНТРЕ ЧУЙСКОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

При изучении метеорологических данных, полученных в результате анализа атмосферных параметров в эпицентральной области Чуйского

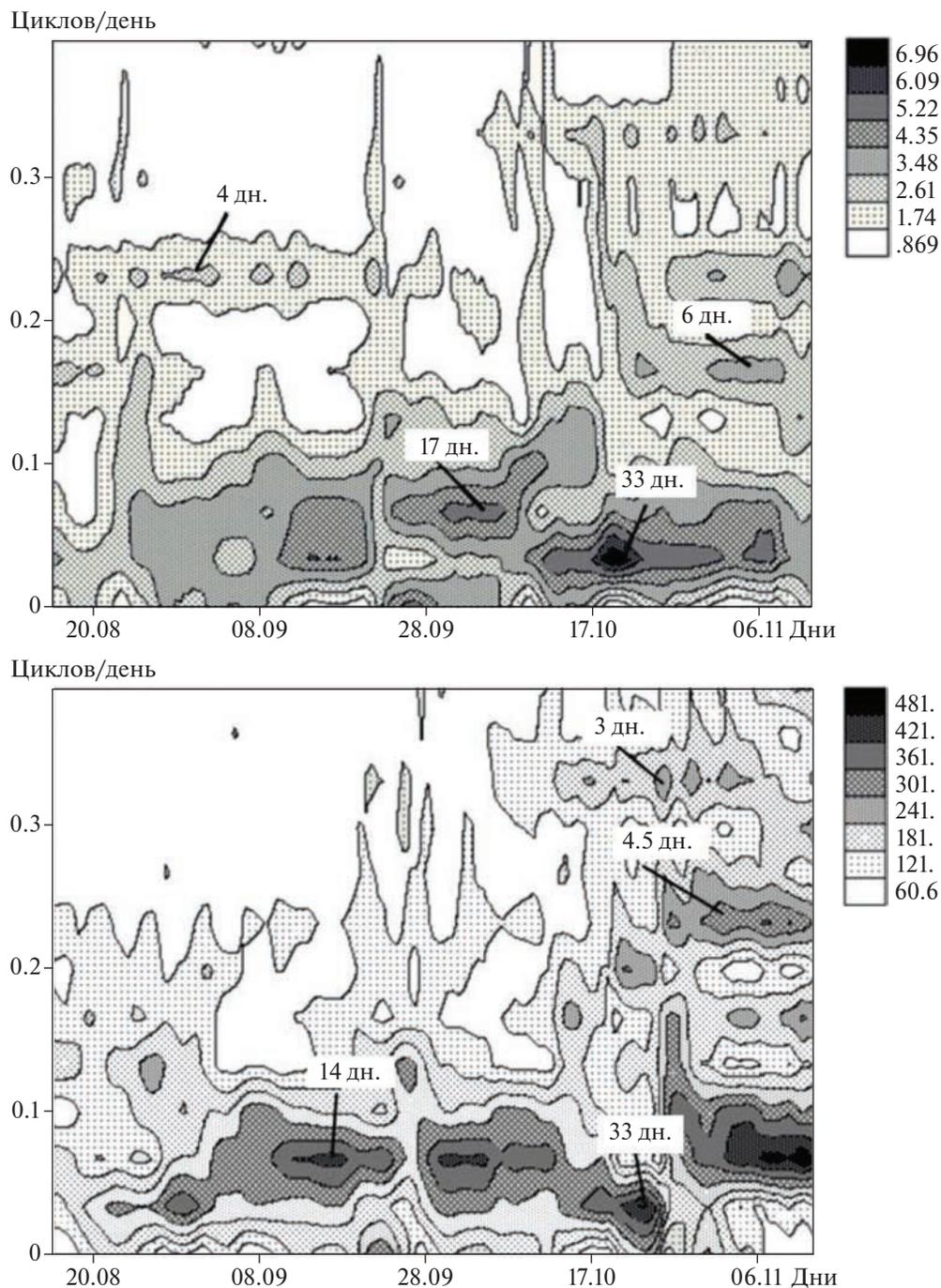


Рис. 8. СVAN-диаграмма температуры и давления в эпицентральной области Чуйского землетрясения.

землетрясения, было выявлено, что динамика температуры и давления на высоте 250 м (рис. 9) выделяется резким понижением температуры 22.09 и повышением — 06.09.2003 г. и 15.09.2003 г.

Наиболее показательное изменение изучаемых характеристик в результате афтершокового процесса Чуйского землетрясения можно проследить по СVAN-диаграммам (рис. 10, рис. 11).

По полученным СVAN-диаграммам изучаемый период времени можно разделить на следующие отрезки:

1. 01.08.2003—28.08.2003 г., здесь выделяются следующие периодичности: 4; 6 дней для скрытой теплоты испарения, для температуры, давления, АХП — периодичности размыты.
2. 30.08.2003—22.09.2003 г. выделяются периодичности: 14 дней (давление).

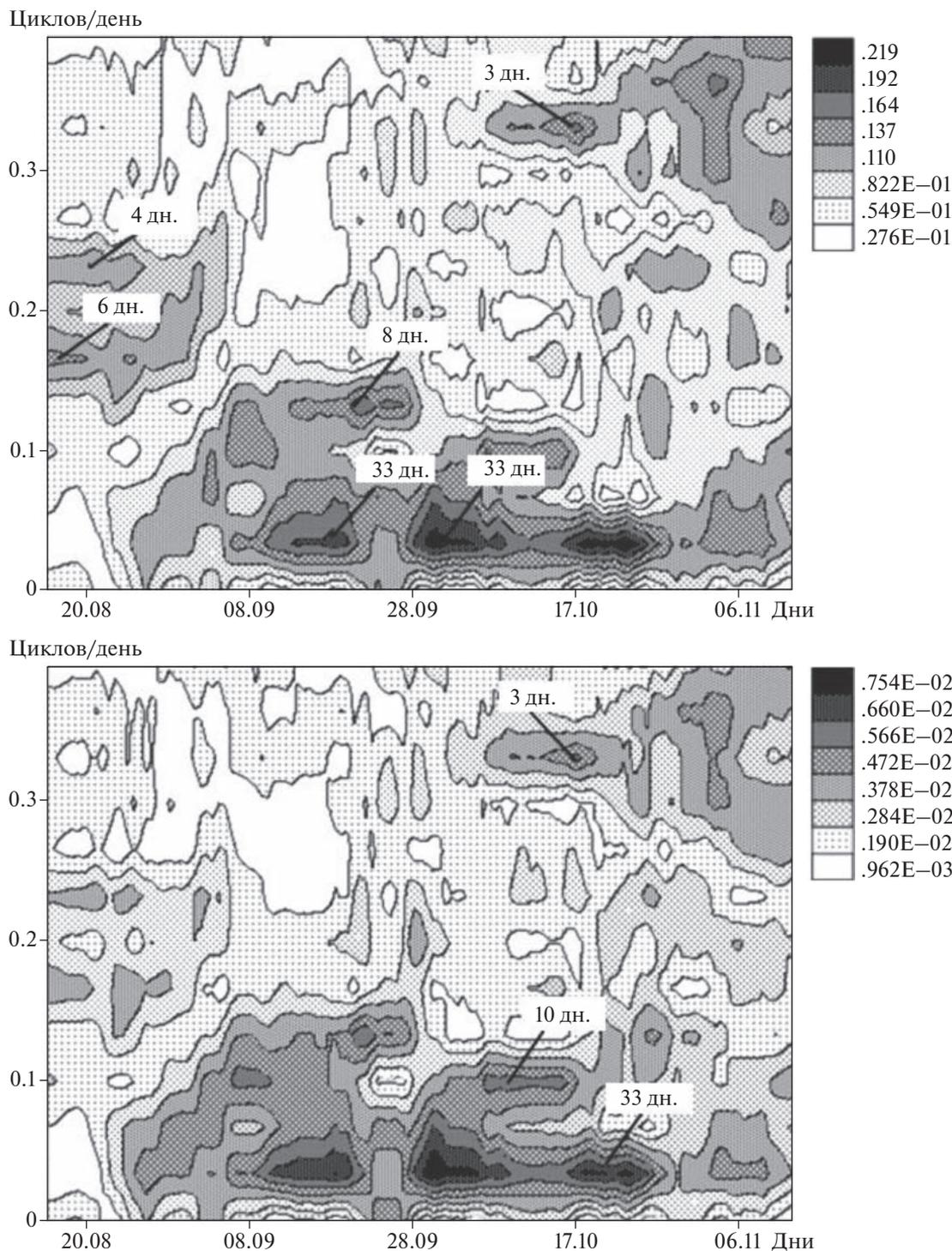


Рис. 9. СВД-диаграмма скрытой теплоты испарения и атмосферного химического потенциала в эпицентральной области Чуйского землетрясения.

3. 06.09.2003–22.09.2003 г. выделяются периодичности 8, 33 дня (скрытая теплота испарения).

4. 30.09.–12.10.2003 г. выделяются периодичности 17 дней (температура), 33 дня (скрытая теплота испарения), 10, 33 дня (АХП).

5. 06.10.–21.10.2003 г. выделяются периодичности: 3 дня (скрытая теплота испарения, АХП).

6. 21.10.–31.12.2003 г. выделяются периодичности 6, 33 дня (температура), 3; 4.5; 14 дней (давление).

Таблица 1. Временная динамика изменения метеорологических характеристик в период Чуйского землетрясения и его афтершоков

Даты Чуйского землетрясения и его афтершоков*	Дата изменения периодичности	Характеристики, на которые оказало влияние землетрясение	Периодичности, которые проявляются после этого землетрясения
27.09	22.09–29.09	Температура, давление, СТИ, АХП	Размыты периодичности
01.10	30.09	Температура, давление, СТИ, АХП	Размыты периодичности
07.10	06.10	АХП, СТИ	8; 33 дня
15.10	13.10	АХП, СТИ	3; 10; 33 дня
22.10	23.10–31.11	АХП, СТИ	3; 10; 33 дня
17.11	10.11	Температура, давление, СТИ, АХП	Размываются периодичности

Примечание. * Данные по афтершоковому процессу взяты из статьи [Еманов и др., 2014].

В ряде случаев отрезки перекрываются, в них появляются новые периодичности, в связи с чем нами было проведено сравнение времени изменения периодичностей с сильными афтершоками (табл. 1).

В результате было выявлено, что практически после всех крупных афтершоков Чуйского землетрясения меняются периодичности изучаемых метеохарактеристик или происходит размывание существующих периодичностей.

Отдельно необходимо отметить, что выявленные изменения периодичностей перед Чуйским землетрясением, произошедшие 28.08.2003 г., 22.09.2003 г. могут относиться к краткосрочным предвестникам Чуйского землетрясения. Также в ряде случаев изменение периодичностей происходит до сильных афтершоков.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Исходя из современных представлений о сложности сейсмического очага крупного землетрясения [Рогожин, 2012], оно обычно происходит вблизи крупного тектонического разлома, как было выявлено на примере Чуйского землетрясения (2003 г.) [Еманов и др., 2017]. По всей видимости, накопления упругих напряжений на границах геологических блоков приводят к активизации процессов газовых эманаций [Войтов и др., 2000; Omori et al., 2007; Рудаков, 2009; Freund, 2009; Дода и др., 2013а, б]. Эти особенности способствуют изменению метеопараметров, и как следствие, генерации облачности над разломными зонами за несколько дней до землетрясения. Кроме того, указанные процессы участвуют в формировании грозных очагов спустя несколько дней после сейсмического события даже на уда-

лении от эпицентральной области. Вследствие конденсации влаги на ионах, формируемых в результате ионизации, уменьшается количество свободных молекул водяного пара в воздухе, что при достаточной интенсивности процесса регистрируется как уменьшение влажности. При этом установлено, что выделение энергии в атмосферу приводит к повышению температуры воздуха [Шитов, 2006].

Следует отметить, что поведение температуры, влажности и поправки химического потенциала в последние несколько дней перед землетрясением точно соответствуют таким же вариациям, регистрируемым перед сильными землетрясениями в разных регионах планеты [Pulinets and Ouzonov, 2018; Pulinets et al., 2006; Литвиненко и Литвиненко, 2023], что говорит о том, что обнаруженные вариации метеорологических параметров перед сильными землетрясениями отражают фундаментальный процесс поведения окружающей среды в преддверии сильных сейсмических событий.

6. ВЫВОДЫ

1. Выявлено, что влияние изучаемых метеохарактеристик на значение поправки атмосферного химического потенциала сказывается следующим образом: экстремумы температуры отражаются на пиках поправки химического потенциала; общий тренд относительной влажности определяет ход кривой поправки. Температура, относительная влажность и поправка химического потенциала имеют разные периодичности, т.е. в период подготовки и в процессе сейсмического события отсутствуют четко выраженные периодичности метеохарактеристик.

2. Нами зафиксировано, что подготовка землетрясения отмечается повышением значений поправки атмосферного химического потенциала на изучаемых ГМС за несколько дней до землетрясения, сам момент землетрясения отмечается понижением значения поправки. Отмечено, что с расстоянием влияние подготовки, самого сейсмического события и его афтершокового процесса снижается или совсем исчезает. При этом обнаружено, что если землетрясение происходит вблизи от мест регистрации ГМС, то после него существенно изменяется периодизация поправки, резко уменьшается ее значение. Таким образом, изучение значений поправки атмосферного химического потенциала по сети ГМС в комплексе с другими характеристиками может выступать предвестником сейсмических событий.

3. Землетрясения происходят при понижении значений поправки атмосферного химического потенциала и скрытой теплоты испарения. Выявленные пики повышения значений данных характеристик, а также их дисперсии могут показывать время образования облачных структур над эпицентральной зоной готовящихся землетрясений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антикаева О.И., Шитов А.В. Результаты мониторинга метеопараметров на Горном Алтае до и после Чуйского землетрясения 2003 г. // Геофизические процессы и биосфера. Т. 13. № 1. С. 34–46. 2014.
- Арефьев С.С., Аптекман Ж.Я., Быкова В.В., Матвеев И.В., Михин А.Г., Молотков С.Г., Плетнёв К.Г., Погребченко В.В. Очаг и афтершоки Алтайского (Чуйского) землетрясения 2003 года // Физика Земли. № 2. С. 85–96. 2006.
- Боярчук К.А., Карелин А.В., Надольский А.В. Статистический анализ зависимости поправки химического потенциала паров воды в атмосфере от удаленности эпицентра землетрясения // Вопросы электромеханики. Т. 116. С. 39–45. 2010.
- Боярчук К.А., Карелин А.В., Широков Р.В. Базовая модель кинетики ионизированной атмосферы. М.: ВНИИЭМ. 203 с. 2006.
- Войтов Г.И., Гусев А.С., Козлова Н.С., Рудаков В.Р., Шулейкин В.Н. Эманиационные и электрические эффекты над сложно построенными тектоническими структурами (на примере Александровской зоны приразломных поднятий, Белоруссия) // Докл. РАН. Т. 370. № 1. С. 105–108. 2000.
- Всероссийский научно-исследовательский институт гидрометеорологической информации – Мировой Центр данных. [Электронный ресурс]. Москва, 2023. Режим доступа: www.meteo.ru Дата обращения 12.01.2023.
- Гамбурцев А.Г., Александров С.И., Олейник О.В. и др. Комплексный экологический мониторинг и Атлас временных вариаций / Атлас временных вариаций природных, антропогенных и социальных процессов. Т. 3. М.: Янус-К. С. 160–170. 2002.
- Гольдин С.В., Селезнев В.С., Еманов А.Ф. и др. Чуйское землетрясение и его афтершоки // Докл. РАН. Т. 395. № 4. С. 1–4. 2004.
- Гольдин С.В., Тимофеев В.Ю., Ардюков Д.Г. Поля смещений земной поверхности в зоне Чуйского землетрясения, Горный Алтай // Докл. РАН. Т. 405. № 6. С. 804–809. 2005.
- Дода Л.Н., Натяганов В.Л., Степанов И.В., Чайка А.А. Космогеофизическая концепция прогноза землетрясений // Газовая и волновая динамика. Вып. 5. М.: Айрис-пресс. С. 167–197. 2013а.
- Дода Л.Н., Степанов И.В., Натяганов В.Л. Эмпирическая схема краткосрочного прогноза землетрясений // Докл. РАН. Сер. Геофизика. Т. 453. № 5. С. 551–557. 2013б.
- Еманов А.Ф. Восстановление когерентных составляющих волновых полей в сейсмике. Автореф. дис. докт. техн. наук. Новосибирск: из-во ИНГГФ. 42 с. 2004.
- Еманов А.А., Лескова Е.В. Структурные особенности афтершокового процесса Чуйского (Горный Алтай) землетрясения // Геология и геофизика. Т. 46. № 10. С. 1065–1072. 2005.
- Еманов А.А., Лескова Е.В., Еманов А.Ф., Фатеев А.В., Колесников Ю.И. Мониторинг развития сейсмичности в эпицентральной области Чуйского землетрясения 27.09.2003 ($M_s = 7.3$, Горный Алтай) / Геофизические методы исследования земной коры. Материалы всероссийской конференции, посвященной 100-летию со дня рождения академика Н.Н. Пузырёва (8–13 декабря 2014 г.). Новосибирск: Изд-во ИНГГ СО РАН. С. 134–137. 2014.
- Ландер А.В., Левшин А.Л., Писаренко В.Ф. О спектрально-временном анализе колебаний / Вычислительные и статистические методы интерпретации сейсмических данных (Вычислительная сейсмология; вып. 6). М.: Наука. С. 336–349. 1975.
- Литвиненко В.В., Литвиненко Л.Н. Возможные триггеры землетрясений в Ташкенте, Спитаке, Измите и Гуджарате // Материалы XXXII заседания Всероссийского междисциплинарного семинара “Система планеты Земля”, Москва, МГУ. М.: Изд-во “Перо”. С. 156–166. 2023.
- Милькис М.Р. Метеорологические предвестники землетрясений // Физика Земли. № 3. С. 36–43. 1986.
- Новиков И.С., Еманов А.А., Лескова Е.В., Баталёв В.Ю., Рыбин А.К., Баталёва Е.А. Система новейших разрывных нарушений Горного Алтая: данные об их морфологии и кинематике // Геология и геофизика. Т. 49. № 6. С. 1139–1149. 2008.
- Пулинец С.А., Узунов Д.П., Карелин А.В., Давиденко Д.В. Физические основы генерации краткосрочных предвестников землетрясений. Комплексная модель геофизических процессов в системе литосфера–атмосфера–ионосфера–магнитосфера, стимулируемых ионизацией // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 4. С. 521–538. 2015.
- Рогожин Е.А., Овсяченко А.Н., Мараханов А.В., Ушанова Е.А. Тектоническая позиция и геологические проявления Алтайского землетрясения 2003 г. // Геотектоника. № 2. С. 3–23. 2007.
- Рогожин Е.А. Очерки региональной сеймотектоники. М.: ИФЗ РАН. 340 с. 2012.

- Рудаков В.П. Эманиационный мониторинг геосред и процессов. М.: Научный мир. 176 с. 2009.
- Шитов А.В. Изменение метеопараметров перед Чуйским землетрясением и здоровье населения Горного Алтая / V международный симпозиум “Контроль и реабилитация окружающей среды”: материалы докладов. Томск: изд-во ИМКЭС. С. 147–148. 2006.
- Aptikaeva O.I., Shitov A.V. Dynamics of radon activity due to earthquakes (by the example of Altai seismically active region) // *IZV ATMOS OCEAN PHY*, 52(8). 2016.
- Ariel R. *Cesped*. Analysis of psychometric parameters associated with seismic precursors in Central Chile: a new earthquake or the great 2010 Maule M8.8 aftershock? // *New Concepts in Global Tectonics J. V. 3. № 3. September 2015. P. 383–386. 2015.*
- Dey S., Singh R.P. Surface latent heat flux as an earthquake precursor // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci. V. 3. P. 749–755. 2003.*
- Freund F. Air ionization at rock surfaces and pre-earthquake signals // *J. Atmos. Sol-Terr. Phy. № 71. P. 1824–1834. 2009.*
- Jing F., Shen X.H., Kang C.L., Xiong P. Variations of multi-parameter observations in atmosphere related to earthquake // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci. № 13. P. 27–33. 2013.*
- Omori Y., Yasuoka Y., Nagahama H. Anomalous radon emanation linked to preseismic electromagnetic phenomena // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci. № 7. P. 629–635. 2007.*
- Pulinets S.A., Ouzounov D., Ciraolo L., Singh R., Cervone G., Leyva A., Dunajevska M., Karelin A.V., Boyarchuk K.A., Kotsarenko A., Thermal, atmospheric and ionospheric anomalies around the time of the Colima M7.8 earthquake of 21 January 2003 // *Ann. Geophysicae. № 24. P. 835–849. 2006.*
- Pulinets S.A. The synergy of earthquake precursors. *Earthquake Science. № 24. P. 535–548. 2011.*
- Pulinets S., Ouzounov D. Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling (LAIC) model – an unified concept for earthquake precursors validation // *J. Atmos. Sol-Terr. Phy. № 41. P. 371–382. 2011.*
- Pulinets S., Ouzounov D. The possibility of earthquake forecasting. *Learning from Nature. Bristol: IOP Publishing. December 2018. 167 p. 2018. <https://iopscience.iop.org/book/978-0-7503-1248-6>*
- Rogers R.R., Yau M.K. *A short course in Cloud Physics 3rd Edition. Oxford: Pergamon Press. 302 p. 1989.*
- Shitov A.V. Changes in the effect of geological factors on the health of the population during Geodynamical activation // *Izv. Atmos. Ocean Phy. V. 48. № 8. P. 859–870. 2012.*
- Sukhova M., Zhuravleva O., Karanin A., Kharlamova N. Climatic causes of dangerous hydrological phenomena in the Altai region // *Air Quality, Atmosphere and Health. V. 13. № 10. P. 1211–1222. 2020.*

УДК 528.813:629.78

АЭРОЗОЛЬНЫЙ СЛОЙ НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ: I. НАБЛЮДЕНИЕ НА ФОНЕ ЛИМБА ЗЕМЛИ

© 2023 г. А. Н. Беляев^{1, *}, С. Ш. Николайшвили^{1, **}, А. Н. Омельченко^{1, ***}, А. Ю. Репин^{1, ****},
М. А. Полуаршинов^{2, *****}, Ю. В. Смирнов^{2, *****}, А. В. Страхов^{3, *****},
А. Г. Батищев^{5, *****}, В. И. Стасевич^{3, *****}, Ю. В. Платов^{4, *****}

¹Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Фёдорова (ИПП), Москва, Россия

²Ракетно-космическая корпорация “Энергия” им. С.П. Королёва (РКК “Энергия”),
Королёв (Московская обл.), Россия

³Научно-производственное предприятие “Робис” (НПП “Робис”),
Москва, Россия

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

⁵Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ” (НИЯУ МИФИ),
Москва, Россия

*e-mail: anb52@mail.ru

**e-mail: ser58ge@gmail.ru

***e-mail: alexom@mail.ru

****e-mail: repin_a_yu@mail.ru

*****e-mail: mikhail.polarshinov@rsce.ru

*****e-mail: yury.v.smirnov@rsce.ru

*****e-mail: lexand@robis.ru

*****e-mail: alexey-batshev@mail.ru

*****e-mail: walter@robis.ru

*****e-mail: yplatov@mail.ru

Поступила в редакцию 24.01.2023 г.

После доработки 17.02.2023 г.

Принята к публикации 28.03.2023 г.

В ходе космического эксперимента “Терминатор” с борта Международной космической станции в нижней термосфере была зарегистрирована слоистая оптическая структура. Наблюдения проводились в видимом (540 нм) и ближнем инфракрасном (700 нм и 830 нм) диапазонах спектра. Приводится краткое описание используемой научной аппаратуры. Излагаются результаты обработки полученных изображений, позволившие считать их изображениями аэрозольного слоя, имеющего протяженность планетарного масштаба. Рассматриваются возможные варианты происхождения данного аэрозольного образования.

DOI: 10.31857/S0016794023600400, EDN: OUCQJQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Визуальные наблюдения различных эмиссионных и рассеивающих солнечный свет слоистых атмосферных структур (САС) с пилотируемых космических аппаратов проводятся с семидесятих годов прошлого века. Первые фотографии этих слоев были получены на станции “Салют 7” в начале 1980-х гг. [Koutchmy and Nikolsky, 1983; Никольский и др., 1987; Платов и др., 1989]. В дальнейшем сравнение данных, полученных на космических аппаратах, с результатами наземных и ракетных измерений свечения ночного неба

позволило отождествить наблюдаемые в ночной атмосфере светящиеся слои с областями характерных атмосферных эмиссий [Краснопольский, 1987; Шефов и др., 2006; Семёнов и Платов, 2008]. К наиболее интенсивным ночным эмиссиям относятся: полосы Мейнела гидроксидов ОН ($\lambda = 500\text{--}3000$ нм, $h_{\max} \approx 87$ км, суммарная интенсивность полос $I \approx 5$ МРл), зеленая линия атомарного кислорода ($\lambda = 557.7$ нм, $h_{\max} \approx 96$ км, $I \approx 100$ Рл), а также свечение молекулярного кислорода – полосы Герцберга ($\lambda = 250\text{--}290$ нм, $h_{\max} \approx 96$ км, $I \approx 600$ Рл), атмосферная ($\lambda = 762$ (полоса 0-0) и

864 нм (полоса 0-1), $h_{\max} \approx 95$ км, $I \approx 5-10$ кРл) и инфракрасная атмосферная системы ($\lambda = 1.27$ (0-0) и 1.58 мкм (0-1), $h_{\max} \approx 90$ км, $I \approx 100$ кРл)), а также свечение натрия. Наряду с вышеупомянутыми дискретными эмиссиями, в спектре атмосферного свечения в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном спектральных диапазонах присутствует непрерывная спектральная компонента (так называемый континуум), регистрируемая в интервале высот от 70 до 130 км [Гурвич и др., 2002]. Природа этого излучения до настоящего времени остается не ясной [Шефов и др., 2006].

К рассеивающим солнечный свет слоистым атмосферным структурам относят мезосферные серебристые облака (МСО), которые появляются в верхней мезосфере (75–90 км) в приполярных областях летнего полушария. Наиболее благоприятные условия для наземных наблюдений МСО складываются в сумерках, при погружении Солнца под горизонт на $6^\circ-12^\circ$. В это время его лучи оставляют в тени тропосферу и стратосферу, освещая при этом мезосферу, где на высоте в среднем ~ 83 км можно наблюдать МСО.

Начиная с 70-х гг. прошлого века МСО наблюдались визуально членами экипажей обитаемых космических аппаратов. МСО при наблюдении из космоса находятся обычно не выше $\approx 2^\circ$ над горизонтом. По мере приближения к ним, МСО оказываются на фоне освещенных Солнцем нижних слоев атмосферы и поверхности Земли, что приводит к невозможности их регистрации. В 2007 г. для исследования МСО был запущен спутник AIM (Aeronomy of Ice in the Mesosphere). Космический аппарат AIM позволил продемонстрировать возможность картирования полей МСО и измерения их альбедо [Russell et al., 2009].

В атмосферу Земли из космоса непрерывно влетает множество твердых тел – микрометеороидов (25–1000 мкм) и метеороидов (от 1000 мкм до нескольких метров и более). Большинство из падающих на Землю метеороидов – каменные, остальные – железные и железокремниевые. Имеющиеся на сегодня оценки полного потока вещества, приходящего в атмосферу Земли из космоса, лежат в диапазоне 2–150 кг/год. Таким образом, в мезосферу и нижнюю термосферу инжектируется метеорное вещество в виде: атомов/молекул (метеорного пара), капель, сдуваемой с поверхности метеороида расплавленной пленки и более крупных кусков метеороида, образовавшихся в результате его дробления из-за возникающих в его объеме термонапряжений [Бронштэн, 1981]. Очевидно, что на высотах верхней мезосферы – нижней термосферы накапливается лишь самая легкая фракция продуктов абляции метеоров в виде слоев атомов металлов (Fe, Mg, Na, Ca, K) и других сопутствующих элементов (Si и др.). Осталь-

ные выводятся в результате гравитационного осаждения. Выше 100 км атомы присутствуют в виде ионов, а ниже – в виде слоев нейтральных атомов. Слои атомов металлов регистрировались фотометрами с поверхности Земли на высотах мезосферы и нижней термосферы, начиная с 50-х годов прошлого века, благодаря их экстремально большому сечению резонансного рассеяния. В настоящее время слои атомов металлов, метеорного происхождения, наблюдаются с помощью лидаров в диапазоне высот 80–105 км [Kane and Gardner, 1993]. Как правило, максимум светимости слоя атомов железа располагается на высоте 85–87 км, что на 5–7 км ниже соответствующих максимумов светимости слоев Na и K [Plane et al., 2015]. Аэрозольная фракция инжектированного в атмосферу метеорного вещества регистрируется с поверхности земли фотометрами при восходе и заходе Солнца [Mane and Mane, 2021]. Кроме того, по результатам наблюдений заходов и восходов Солнца прибором SOFIE (Solar Occultation For Ice Experiment), установленном на спутнике AIM, был также сделан вывод о присутствии в средней атмосфере в диапазоне высот 35–85 км аэрозольных частиц метеорного происхождения [Hervig et al., 2009]. При этом было отмечено, что летом объемная концентрация этих частиц в указанном высотном интервале минимальна.

В ходе космического эксперимента (КЭ) “Терминатор” неоднократно регистрировались слоистые атмосферные структуры (САС), располагающиеся в диапазоне высот 80–100 км. Данная статья является первой из двух планируемых, посвященных регистрации САС с российского сегмента (РС) Международной космической станции (МКС) в рамках КЭ “Терминатор”. Краткое описание используемой в КЭ научной аппаратуры (НА) приведено во втором разделе данной статьи. В третьем разделе на примере одного изображения САС демонстрируется технология обработки подобного рода снимков, которых к настоящему времени накопилось в созданной нами базе данных достаточно много. В заключительном разделе рассматриваются варианты интерпретации полученного изображения САС и формулируются основные выводы.

2. НАУЧНАЯ АППАРАТУРА КЭ “ТЕРМИНАТОР”

Научная аппаратура (НА) КЭ “Терминатор” состоит из двух комплектов: “Терминатор-Надир” и “Терминатор-Лимб”, предназначенных для фоторегистрации САС соответственно в двух случаях: направлении визирования в надир и на лимб Земли. Каждый из комплектов НА состоит из: четырех фотокамер с объективами и светофильтрами; блока электроники, осуществляющего передачу изображений от фотокамер в бортовую ЭВМ;



Рис. 1. Комплект НА “Терминатор-Лимб”.

соединительных кабелей и поворотного кронштейна, для крепления блока фотокамер на иллюминаторе. В фотокамерах комплекта “Лимб” используются светофильтры с шириной спектрального диапазона пропускания 10 нм по уровню 0.5, центрированные на длины волн: 450, 540, 700 и 830 нм, и объективы с полем зрения $38.47^\circ \times 29.35^\circ$. Во всех фотокамерах используется ПЗС матрица ICX285, производимая компанией SONY.

Основные характеристики фотокамер приведены в табл. 1. Внешний вид комплекта НА “Терминатор-Лимб” приведен на рис. 1.

3. ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЯ САС

На рисунке 2 представлены три снимка лимба Земли, полученные при проведении на РС МКС КЭ “Терминатор”, в видимом и ближнем инфра-

Таблица 1. Характеристики фотокамер

Наименование	Значение
Тип ПЗС матрицы	SONY ICX285AL
Формат кадра, пиксель	1392 × 1032
Размер пикселя, мкм	6.45 × 6.45
Время накопления (экспозиции), мин	до 4.5
Максимальная частота съемки, Гц	7.5
Разрядность аналого-цифрового преобразования, бит	12
Динамический диапазон, Дб	61 (без биннинга)
Режим съемки	Периодический, внешний запуск, программный запуск, ведомый режим
Режимы объединения пикселей (биннинг)	2 × 2, 3 × 3, 4 × 4
Потребляемая мощность, Вт	2.0 (рабочий режим) 0.005 (“спящий” режим)

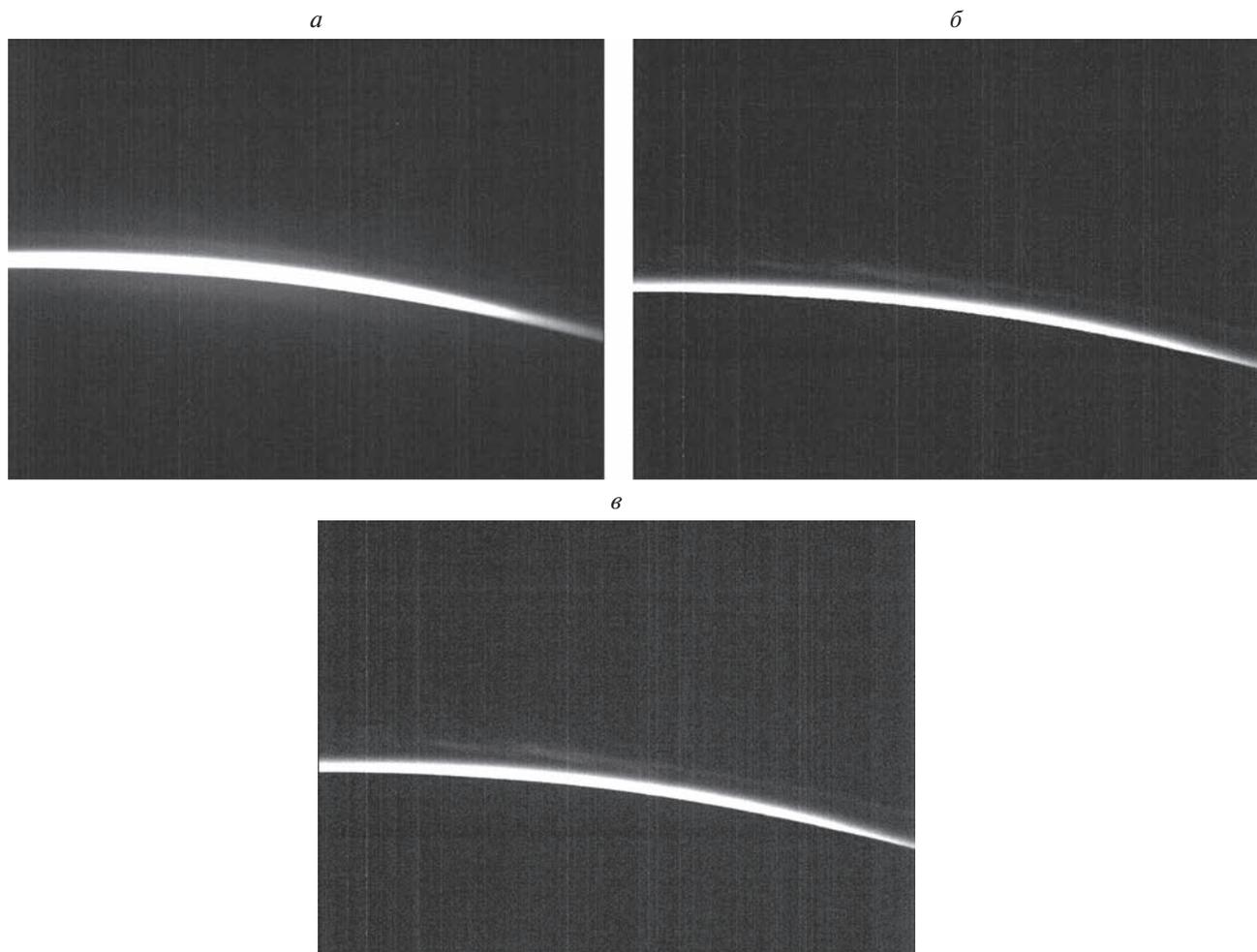


Рис. 2. Снимки (1392×1032 пикселя) атмосферного лимба Земли, полученные с МКС 7 февраля 2022 г. в 13:11:17 UTC. (а) – фотокамерой с фильтром 540 ± 5 нм; (б) – фотокамерой с фильтром 700 ± 5 нм; (е) – фотокамерой с фильтром 830 ± 5 нм. Данные от видеокамеры с фильтром 450 ± 5 нм не были получены.

красном (ИК) диапазонах длин волн (540 ± 5 нм, 700 ± 5 нм и 830 ± 5 нм). Снимки были сделаны 7 февраля 2022 г. в 13:11:17 UTC с экспозицией 1 с в момент, когда географическая широта (φ) и долгота (λ) подспутниковой точки МКС равнялись $\varphi = 37.52^\circ$ S и $\lambda = 140.68^\circ$ E, соответственно. Радиус-вектор МКС \mathbf{r} в системе координат (СК) J2000 имел следующие компоненты $\mathbf{r} = (-2354.515; 4858.145; -4138.186)$ км. Соответственно, расстояние от станции до центра Земли (начала координат СК J2000) было равно $r = |\mathbf{r}| \approx 6802$ км. Направление на центр Солнца определялось направлением единичного вектора $\mathbf{s} = (0.7482; -0.6087; -0.2638)$, а на центр Луны – единичным вектором $\mathbf{m} = (0.8152; 0.5391; 0.2116)$. Азимут оптических осей видеокамер $\alpha = -143.79^\circ$. Исходя из этих данных, для наблюдателя, находящегося на МКС, были рассчитаны зенитные углы Солнца $\phi_s = 122.22^\circ$ и Луны $\phi_m = 91.48^\circ$, а также азимуты направлений на Солнце $\alpha_s = -151.17^\circ$ и Луну $\alpha_m = -75.71^\circ$ (см. ПРИЛОЖЕНИЕ).

Взаимное положение МКС, Земли, Солнца и видимой в сумеречном сегменте ночного неба свода светящейся области (лимб Земли) схематически показано на рис. 3. Лимб Земли представляет собой видимую с МКС область атмосферы, рассеивающую прямой солнечный свет. Высоту нижней границы этой области (т. В) оценим (не учитывая рефракцию) следующим простым выражением: $h_B \approx R/\cos[(\phi_s - 90^\circ - \arccos(R/r))/2] - R = 33$ км, в котором $R = 6370$ км – средний радиус Земли; ϕ_s – зенитный угол Солнца; $r = 6802$ км – расстояние от центра Земли (начало отсчета СК J2000) до МКС. Таким образом, видимый на снимках лимб Земли обусловлен молекулярным рэлеевским рассеянием солнечного света в средней и верхней стратосфере. При этом яркость лимба убывает с ростом высоты, в силу падения с высотой плотности атмосферы. По этой же причине яркость лимба падает в горизонтальном направлении по мере отклонения от солнечного азимута (см. рис. 4).

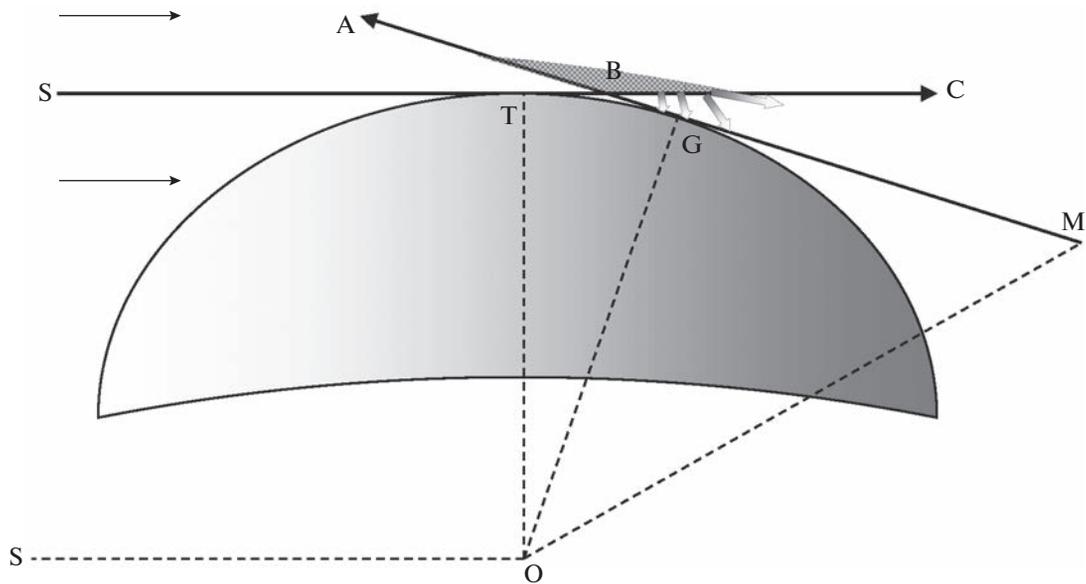


Рис. 3. Схема взаимного расположения МКС, Земли, Солнца и рассеивающей атмосферной области, видимой с МКС. т. О – центр земной сферы; SC – солнечный луч, касающийся земной сферы в т. Т; OG – радиус земной сферы, проведенный в точку касания G земной сферы и луча зрения MA наблюдателя, находящегося на МКС в т. М. Заштрихованная область внутри угла, образованного лучом зрения MA и солнечным лучом SC, представляет собой область рассеяния солнечного света, формирующая лимб Земли, видимая с МКС. Стрелками обозначен рассеянный этой областью солнечный свет, подсвечивающий как поверхность Земли, так и атмосферные области, находящиеся в ее тени.

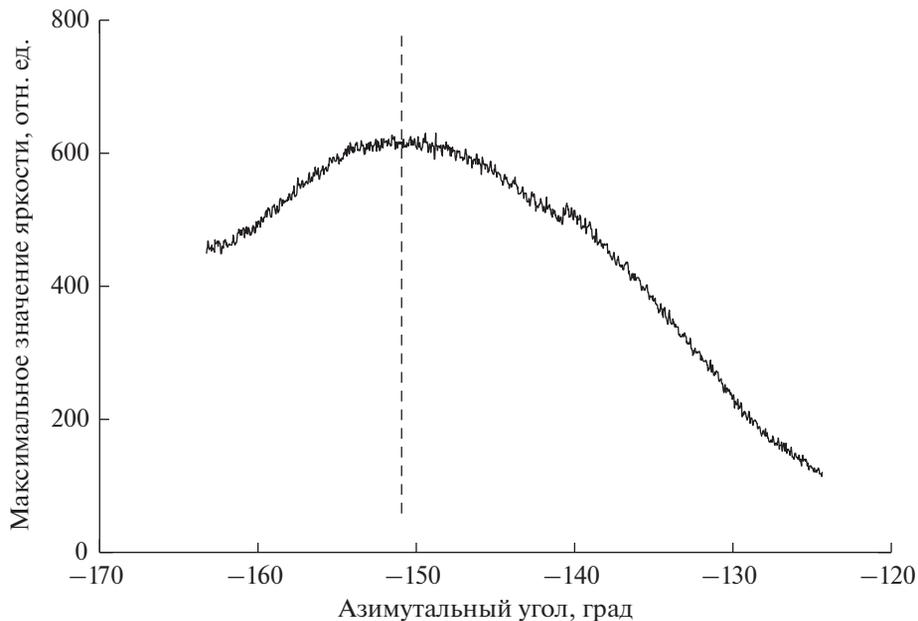


Рис. 4. Азимутальная зависимость максимального значения интенсивности рассеянного солнечного излучения, зарегистрированного камерой с фильтром 700 ± 5 нм. Вертикальная штриховая линия – азимут на Солнце.

На всех снимках на рис. 2, можно также различить некоторую САС, располагающуюся выше лимба Земли и заметно уступающую ему в яркости. Наиболее четко эта САС проявляется на снимке, сделанном камерой с фильтром 700 ± 6 нм (рис. 2б). Рассмотрим его более внимательно. Видно, что лимб Земли и расположенная над ним

САС, имеют неоднородную пространственную структуру, иллюстрацией чего могут послужить четыре фотометрических профиля, представленные на рис. 5. Стрелкой на них указано положение видимой на снимках слабо светящейся САС. Отметим, что для азимута $\alpha = -132.2^\circ$ САС практически неотличима от фона. Однако, чем ближе

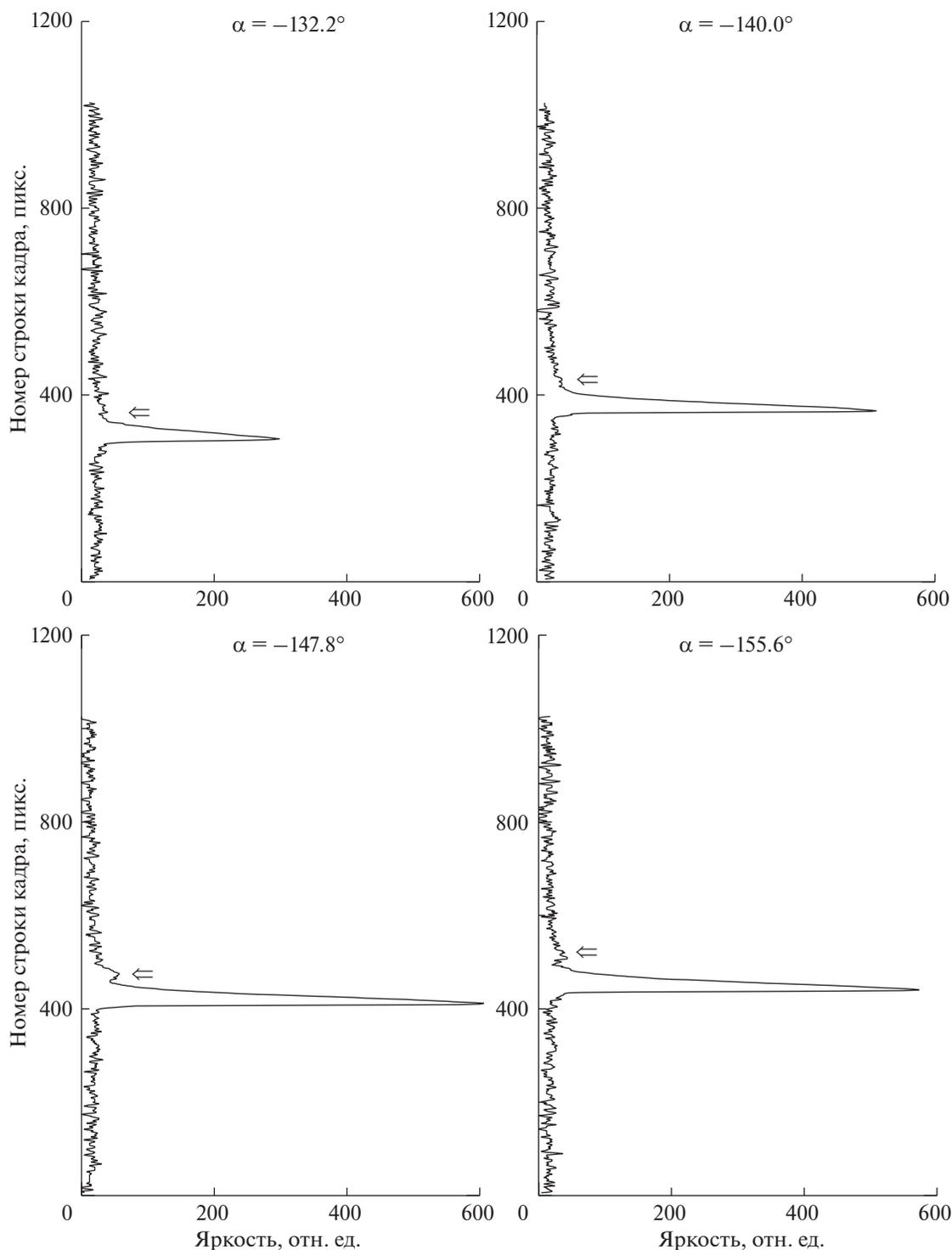


Рис. 5. Фотометрические профили сечений снимка, представленного на рис. 2б.

азимутальное направление наблюдения к азимуту на Солнце ($\alpha_s = -151.18^\circ$), тем явственнее проявляется САС.

Область главного максимума фотометрических профилей, представленных на рис. 5, можно разделить на две подобласти: роста и спада ее яр-

кости по мере увеличения номера строки кадра. Область спада яркости относится к лимбу Земли, т.е. к области атмосферы, рассеивающей световой поток, проходящий непосредственно от Солнца. Область роста – к освещенной поверхности Земли или тропосферной облачности, освещенность которых солнечным светом, рассеянным в лимбе

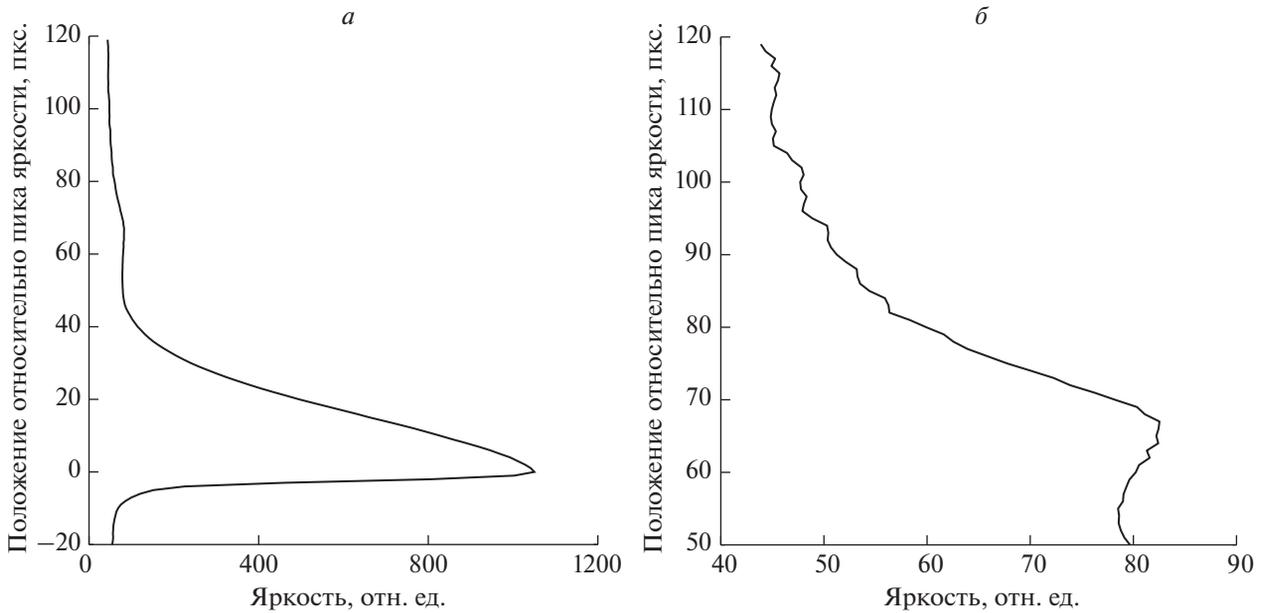


Рис. 6. Осредненный фотометрический профиль в окрестности лимба Земли. За реперный пиксель при осреднении принимался пиксель, соответствующий максимуму свечения в каждом сечении. Стрелка указывает на положение САС. (а) – полный осредненный фотометрический профиль; (б) – верхняя часть полного осредненного фотометрического профиля.

Земли, растет по мере приближения к линии земного горизонта (см. рис. 3). Соответственно, максимум яркости на рассматриваемых сечениях и есть видимый земной горизонт. Таким образом, область фотометрического сечения, расположенная ниже максимума, представляет собой изображение земной поверхности, а все что выше – отнесится к атмосфере.

Имея это в виду, вычислим высоту наблюдаемой САС. Для чего проведем осреднение фотометрических профилей в окрестности лимба Земли в азимутальном интервале от -155° до -132° (см. рис. 4), рассматривая при этом в качестве репера (пикселя с нулевым номером) в каждом азимутальном сечении – пиксель с максимальным значением яркости, соответствующий направлению на видимый горизонт Земли. Результат осреднения представлен на рис. 6. Как видно из этого рисунка, середина САС смещена относительно земного лимба на $\approx 66 \pm 3$ пикселя. Так как фокусное расстояние объектива $F = 2002$ пикселя ($= 12.5$ мм), то оценка углового расстояния γ между земным горизонтом и серединой САС дает величину $\gamma = 1.81^\circ \pm 0.08^\circ$.

Как следует из рис. 7, формула для вычисления высоты САС имеет следующий вид:

$$h = r \sin \left(\arcsin \left(\frac{R}{r} \right) + \delta + \gamma \right) - R, \quad (1)$$

где R – радиус Земли; r – расстояние от МКС до центра Земли (начала отсчета СК J2000); $\delta \approx 0.6^\circ$ – угол рефракции для наблюдателя на поверхности

Земли при заходе/восходе Солнца. Значения h , вычисленные по формуле (1) при фиксированном значении $r = 6802$ км, изменяются лишь на два километра при переходе от величины радиуса Земли $R \approx 6378$ км (на экваторе референц-эллипсоида Красовского), к $R \approx 6357$ км (на полюсах референц-эллипсоида Красовского). В силу небольшой разницы между h_{\min} и h_{\max} , не будет большой ошибкой аппроксимировать поверхность Земли сферой радиуса $\bar{R} = 6370$ км. В результате получим $h \approx 99$ км, и ошибка в определении h будет в основном определяться ошибкой в определении величины углового расстояния γ между серединой САС и видимым земным горизонтом, т.е. $h \approx 99 \pm 3$ км.

С использованием формул, приведенных в ПРИЛОЖЕНИИ, были рассчитаны географические координаты видимого с МКС земного горизонта и видимой части САС. Как видно из рис. 8, наблюдаемый сектор САС протянулся, приблизительно, на 8° (от 47° S до 55° S) с севера на юг, и, примерно, на 13° с запада на восток (от 119° E до 132° E).

Кроме того, расчеты показывают (см. рис. 9), что зенитный угол линии горизонта Земли для наблюдаемого с МКС сектора САС, составляет $\approx 99^\circ$, а минимальная величина зенитного угла Солнца $\approx 103.6^\circ$. Из этого следует, что наблюдаемый участок САС не освещен прямым солнечным светом и находится в тени Земли. Тем не менее, рис. 10 демонстрирует явную азимутальную

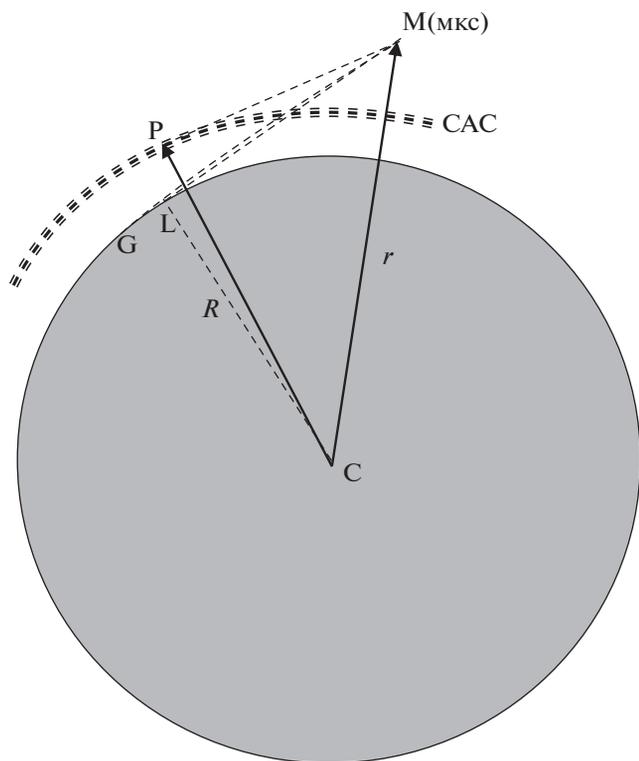


Рис. 7. Схема регистрации САС с МКС. МР – луч зрения касательный САС; G – точка видимого с МКС горизонта; L – точка геометрического горизонта; $\angle PMG = \gamma$ – угол между видимым с МКС горизонтом и серединой САС; $\angle GML = \delta$ – угол рефракции; $\angle LMC = \arcsin(R/r)$.

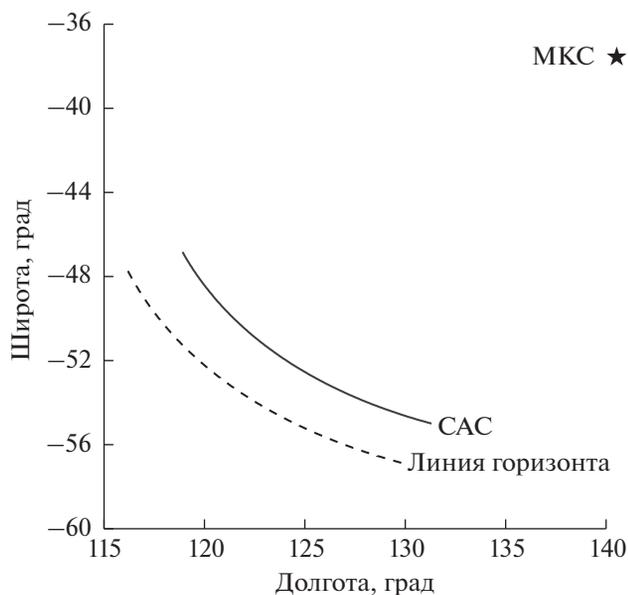


Рис. 8. Рассчитанное географическое положение линии горизонта (прерывистая линия) и видимой части САС (непрерывная линия) на рис. 2б. Положение МКС отмечено звездочкой.

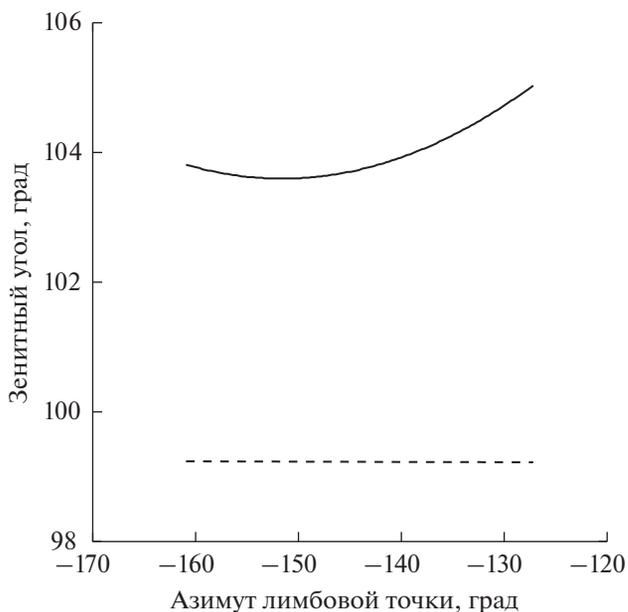


Рис. 9. Зенитный угол Солнца для лимбовых точек САС (непрерывная линия) и зенитный угол линии горизонта для этих же точек (штриховая линия). Минимум зенитного угла Солнца $\approx 103.6^\circ$ соответствует азимуту на Солнце (-151.17°) . Зенитный угол горизонта Земли, для всех точек лимба САС $\approx 99.2^\circ$.

зависимость яркости САС, с максимумом, смещенным всего на $\approx 5^\circ$ относительно направления на Солнце. Последнее обстоятельство свидетельствует в пользу того, что подсветка наблюдаемой САС осуществляется благодаря рэлеевскому рассеянию солнечного света на стратосферных высотах в непосредственной близости от солнечного терминатора, т.е. подсветка зарегистрированной САС исходит от лимба Земли. Из-за малой яркости такого источника света, для того чтобы аэрозольный слой был виден на полученных снимках, нам понадобилось увеличить контрастность изображения за счет растяжения исходной (очень узкой) гистограммы распределения яркости пикселей на весь динамический диапазон видеокамер.

4. АНАЛИЗ И ВЫВОДЫ

В ходе наблюдательного сеанса, проведенного 7 февраля 2022 г., было получено порядка 270 изображений данной САС в трех диапазонах длин волн солнечного спектра. Географическая привязка этих изображений, приведена на рис. 11. Отметим, что в данном наблюдательном сеансе регистрирующая аппаратура включалась на нисходящем витке в момент пересечения орбитальной станцией 35° южной широты. После этого съемка лимба Земли шла в автоматическом режиме с интервалом 10 с. Съемка прекращалась, ко-

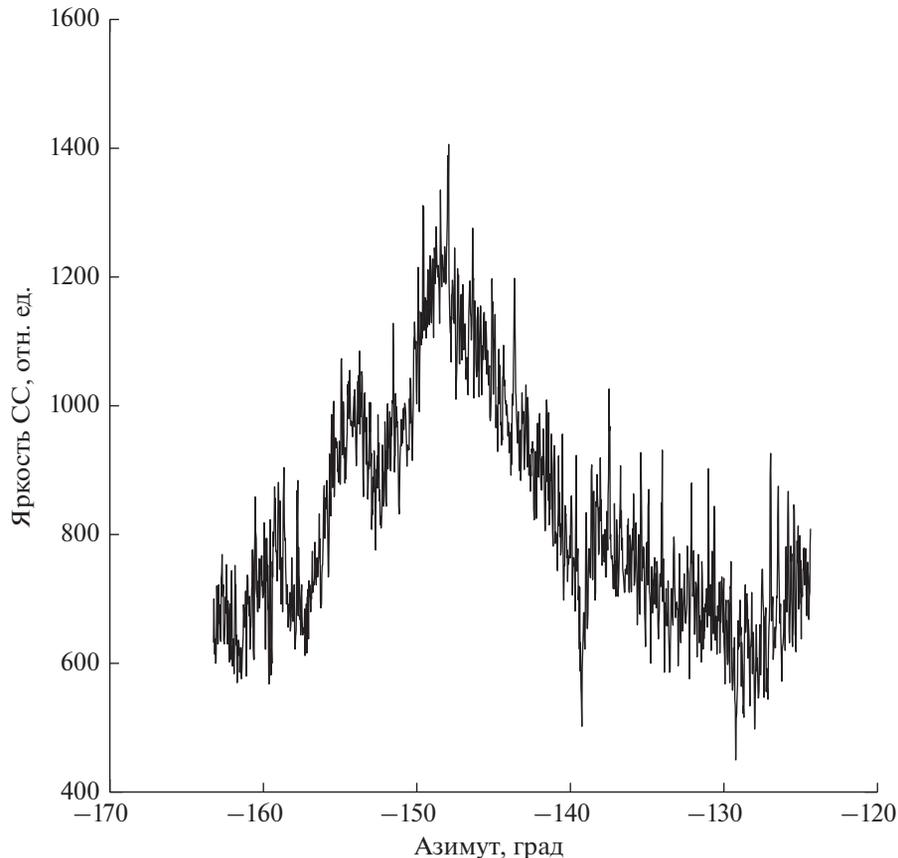


Рис. 10. Зависимость светимости САС от азимута. Здесь, в соответствии с рис. 6б, под светимостью САС понимается сумма значений 30 последовательных пикселей, расположенных в интервале 55–85 пикселей выше максимума лимба Земли.

гда орбитальная станция пересекала широту 35° S в обратном направлении, т.е. на восходящем витке. Анализ полученных фотографий показал, что изображение САС присутствует на всех фотографиях сразу после начала автоматической съемки до того момента, когда различить САС на фоне все более яркого лимба Земли становится невозможно. Имея это в виду, можно предположить, что данная САС имеет протяженность планетарного масштаба, по крайней мере, в широтной полосе 47° – 55° Южного полушария (см. рис. 11).

Как уже упоминалось во введении, в мезосфере и нижнюю термосферу постоянно инжектируется метеорное вещество в виде атомов/молекул (метеорного пара). В результате конденсации/полимеризации этих молекул и атомов в атмосфере возникают мельчайшие аэрозольные частицы нанометрового размера [Plane et al., 2015], играющие важную роль в гетерогенной химии на мезосферных высотах и в таких атмосферных явлениях как: серебристые облака, полярное летнее мезосферное эхо [Cho and Röttger, 1997; Blix, 2003]. Частицы таких размеров, действительно, были обнаружены в ракетных экспериментах на

высотах верхней мезосферы – нижней термосферы [Rapp et al., 2007]. Модельные оценки показали, что интенсивность абляции метеороидов чрезвычайно чувствительна к форме их поверхности. В силу этого скорость испарения метеорного вещества быстро снижается с ростом отношения площади поверхности метеороида к его объему. Соответственно смещается по высоте и кривая интенсивности образования частиц нанометрового размера. Так, если для сферических метеороидов, радиусом 100 мкм, максимум этой кривой приходится на высоту ≈ 85 км, то в случае метеорных частиц той же массы, форма которых характеризуется фрактальной размерностью D , лежащей в интервале $1.7 \leq D \leq 2.1$, наиболее интенсивное испарение метеорного вещества происходит на высоте 103 км [Kalashnikova et al., 2000].

Выше сказанное позволяет предположить, что свечение наблюдаемой САС обусловлено рассеянием солнечного света на некоторой аэрозольной слоистой структуре метеорного происхождения, состоящей из частиц, размер которых составляет несколько нанометров.

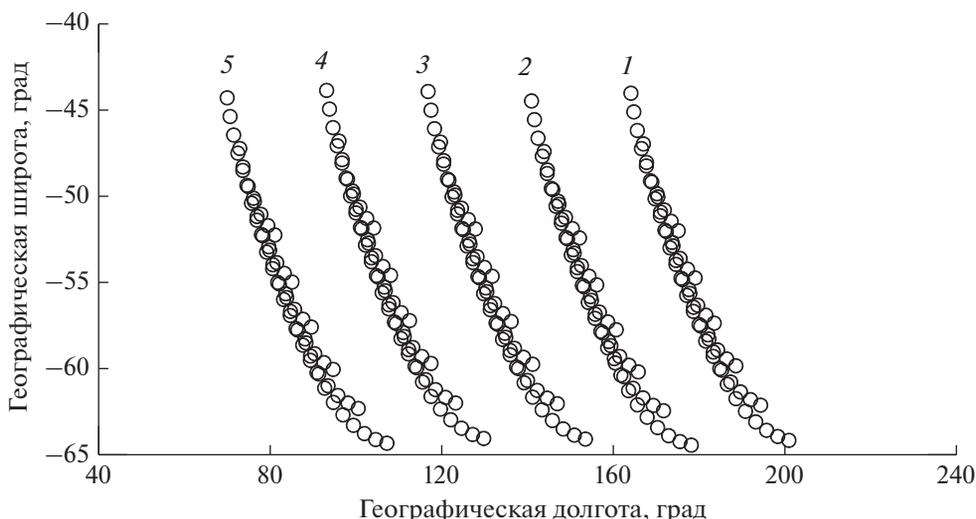


Рис. 11. Географическая привязка изображений САС, полученных в наблюдательном сеансе 07.02.2022 г. Время съемки: виток 1 – 10:04:37 UTC – 10:09:37 UTC; виток 2 – 11:37:37 UTC – 11:42:37 UTC; виток 3 – 13:10:17 UTC–13:15:17 UTC; виток 4 – 14:43:07 UTC–14:48:07 UTC; виток 5 – 16:16:07 UTC – 16:21:07 UTC.

В качестве альтернативы данному допущению можно рассмотреть следующие варианты происхождения наблюдаемой САС.

1. Зарегистрированная САС представляет собой МСО. Учитывая географическое положение и время регистрации данной САС (лето в Южном полушарии), можно было бы считать данные снимки лимбовыми изображениями МСО. Однако, ее пространственные параметры (высота и толщина слоя), явно превышают значения соответствующих параметров, допустимых для МСО.

2. Свечение наблюдаемой САС обусловлено собственным излучением атмосферы. Присутствие среди атмосферных эмиссий системы гидроксильных полос Мейнела и наличие в спектре излучения ночной верхней атмосферы участков с непрерывным спектром (континуум) могло бы объяснить (по крайней мере, частично) факт одновременной регистрации наблюдаемой САС в видимом и ближнем ИК-диапазоне спектра. Однако, очевидная азимутальная зависимость интенсивности свечения наблюдаемой САС (см. рис. 10) исключает возможность рассмотрения собственного излучения атмосферы в качестве основного компонента спектра ее излучения.

Отдельно следует остановиться на эксперименте по исследованию вертикальной структуры свечения ночного неба, проведенном в январе 1999 г. на орбитальной станции (ОС) “Мир” [Гурвич и др., 2002]. Условия его проведения были близки к соответствующим условиям наблюдения САС в КЭ “Терминатор”. Действительно, в рамках эксперимента на ОС “Мир” проводилось фотометрическое сканирование ночной верхней атмосферы в направлении лимба Земли в спек-

тральном диапазоне 420–530 нм. Вертикальная плоскость сканирования была перпендикулярна плоскости солнечного терминатора. В обоих экспериментах зондируемые области атмосферы (т.е. области атмосферы в окрестности перигея луча зрения фотоаппарата или оптической оси фотометра) не были освещены прямыми лучами Солнца. Форма полученных в этих экспериментах высотных зависимостей яркости свечения атмосферы весьма близки друг к другу, но в КЭ “Терминатор” максимум яркости располагался в окрестности высоты 99 км, а в эксперименте на ОС “Мир” средняя высота максимума составляла 86 км [Гурвич и др., 2002]. При этом свечение атмосферы, зарегистрированное в эксперименте на ОС “Мир”, было интерпретировано на основе наземных измерений [Krassovsky et al., 1962; Фишкова, 1983] как собственное излучение атмосферы, принадлежащее ее континууму.

На наш взгляд, близость условий проведения экспериментов и отсутствие в эксперименте на ОС “Мир” измерений азимутальной зависимости яркости ночного неба позволяет трактовать зарегистрированное в этом эксперименте излучение как дважды рассеянное (в лимбе Земли и в аэрозольном слое метеорного происхождения) излучение Солнца, т.е. так, как мы интерпретируем результаты КЭ “Терминатор”. В этом случае разность в положениях максимумов высотных профилей яркости атмосферы, по крайней мере, качественно, можно объяснить глобальной меридиональной циркуляцией атмосферы, предполагающей подъем и адиабатическое охлаждение воздуха в летнем полушарии и соответствующее нисходящее движение воздуха в зимнем полушарии. Проведенные модельные расчеты [Megner

et al., 2006], показали, что в этом случае аэрозольные слои метеорного происхождения сдвигаются вверх в летнем полушарии, и вниз в зимнем.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В данном разделе представлены формулы и определения основных понятий, использованных нами для проведения расчетов в ходе подготовки данной статьи. Все вектора, используемые в данной статье, определены в инерциальной системе координат (СК) J2000. Эта СК относится к эпохе J2000, соответствующей юлианской дате 2451 545.0 или 11 ч 58 мин 55.816 с 1 января 2000 г. времени UTC. Плоскость XY СК J2000 совпадает с плоскостью экватора эпохи J2000. Ось X направлена в точку весеннего равноденствия (пересечения экватора и эклиптики). Ось Z ортогональна плоскости XY и проходит через Северный полюс Земли. Ось Y дополняет СК J2000 до правой тройки.

Зенитный угол ϕ объекта, направление на который из точки околоземного пространства $\mathbf{r} = (r_1, r_2, r_3)$ задано единичным вектором $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$,

$$\phi = \arccos\left(\frac{\mathbf{r} \times \mathbf{n}}{r}\right), \text{ где } r = \sqrt{r_1^2 + r_2^2 + r_3^2}. \quad (\text{П1})$$

Географическая широта (ϕ) точки околоземного пространства $\mathbf{r} = (r_1, r_2, r_3)$

$$\phi = \left[\frac{\pi}{2} - \arccos\left(\frac{\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}}{r}\right)\right] \frac{180^\circ}{\pi}, \quad (\text{П2})$$

где $\mathbf{\Omega} = (0, 0, 1)$ – единичный вектор, параллельный оси вращения Земли и направленный в сторону Северного полюса.

Разность долгот $\Delta\lambda = \lambda_p - \lambda_r$ между долготой λ_p точки околоземного пространства $\mathbf{p} = (p_1, p_2, p_3)$ и долготой λ_r точки околоземного пространства $\mathbf{r} = (r_1, r_2, r_3)$

$$\Delta\lambda = \frac{((\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}) \times (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{p})) \cdot \mathbf{\Omega}}{|((\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}) \times (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{p})) \cdot \mathbf{\Omega}|} \times \arccos\left(\frac{(\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}) \cdot (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{p})}{|\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}| |\mathbf{\Omega} \times \mathbf{p}|}\right) \frac{180^\circ}{\pi}. \quad (\text{П3})$$

Воспользовавшись свойством тройного векторного произведения, преобразуем (П3) к следующему виду:

$$\Delta\lambda = \frac{r_1 p_2 - r_2 p_1}{|r_1 p_2 - r_2 p_1|} \arccos\left(\frac{r_1 p_1 + r_2 p_2}{\sqrt{r_1^2 + r_2^2} \sqrt{p_1^2 + p_2^2}}\right) \frac{180^\circ}{\pi}.$$

Единичный вектор нулевого азимута \mathbf{n}_0 для точки околоземного пространства $\mathbf{r} = (r_1, r_2, r_3)$ лежит в плоскости, образованной векторами \mathbf{r} и $\mathbf{\Omega}$, перпендикулярен вектору \mathbf{r} и удовлетворяет условию $\mathbf{n}_0 \times \mathbf{\Omega} \geq 0$.

$$\mathbf{n}_0 = \frac{\mathbf{r} \times (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r})}{|\mathbf{r} \times (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r})|} = \frac{r^2 \mathbf{\Omega} - (\mathbf{r} \times \mathbf{\Omega}) \mathbf{r}}{|\mathbf{r} \times (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r})|}. \quad (\text{П4})$$

Азимутальным вектором \mathbf{n}_α будем называть вектор, перпендикулярный радиус-вектору \mathbf{r} , составляющий угол α с вектором нулевого азимута. Азимутальный вектор \mathbf{n}_α есть результат поворота вектора нулевого азимута \mathbf{n}_0 на угол α по часовой (в случае $\alpha > 0$), или против часовой (в случае $\alpha < 0$) стрелки вокруг вектора \mathbf{r} . Математически эта операция определяется перемножением кватерниона поворота, на угол $-\alpha$ вокруг радиуса-вектора \mathbf{r} , $[\cos(-\alpha), \sin(-\alpha) \mathbf{r}/r]$ и чистого кватерниона $[0, \mathbf{n}_0]$,

$$\mathbf{n}_\alpha = \left[\cos(-\alpha), \frac{\sin(-\alpha)}{r} \mathbf{r} \right] [0, \mathbf{n}_0] = \left[\frac{\sin(\alpha)}{r} (\mathbf{r} \times \mathbf{n}_0), \cos(\alpha) \mathbf{n}_0 - \frac{\sin(\alpha)}{r} \mathbf{r} \times \mathbf{n}_0 \right].$$

Так как $\mathbf{r} \times \mathbf{n}_0 = 0$, то результатом поворота будет чистый кватернион, соответствующий азимутальному вектору

$$\mathbf{n}_\alpha = \cos(\alpha) \mathbf{n}_0 - \frac{\sin(\alpha)}{r} (\mathbf{r} \times \mathbf{n}_0). \quad (\text{П5})$$

Вектор солнечного азимута \mathbf{n}_s лежит в плоскости, образованной векторами \mathbf{r} и \mathbf{s} , перпендикулярен вектору \mathbf{r} и удовлетворяет условию $\mathbf{n}_s \times \mathbf{s} \geq 0$, $\mathbf{s} = (s_1, s_2, s_3)$ – единичный вектор, направленный в центр Солнца.

$$\mathbf{n}_s = \mathbf{r} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{r}) = r^2 \mathbf{s} - (\mathbf{r} \times \mathbf{s}) \mathbf{r}. \quad (\text{П6})$$

Азимут направления на Солнце α_s из точки околоземного пространства $\mathbf{r} = (r_1, r_2, r_3)$.

$$\alpha_s = \frac{\mathbf{r} \times (\mathbf{n}_s \times \mathbf{n}_0)}{|\mathbf{r} \times (\mathbf{n}_s \times \mathbf{n}_0)|} \arccos(\mathbf{n}_s \times \mathbf{n}_0) \frac{180^\circ}{\pi}. \quad (\text{П7})$$

Определение географических координат (широта ϕ и долгота λ) точки касания сферы, радиуса R с центром, совмещенным с центром Земли, лучом, проведенным из конца вектора $\mathbf{r} = (r_1, r_2, r_3)$ в азимутальном направлении α .

В соответствии с приведенной ниже схемой вектор \mathbf{p} , проходящий через точку касания луча зрения со сферой радиуса R , выражается через известные векторы \mathbf{n}_α и \mathbf{r} :

$$\mathbf{p} = \mathbf{r} + \mathbf{n}_\alpha r \sqrt{\frac{r^2}{R^2} - 1}. \quad (\text{П8})$$

Тогда широта точки касания вычисляется по формуле (П2). Долгота – по формуле (П3), при условии, что известна долгота вектора \mathbf{r} .

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены в рамках ДОЛГОСРОЧНОЙ ПРОГРАММЫ ЦЕЛЕВЫХ РАБОТ на МКС, проводимых Государственной корпорацией “РОСКОСМОС”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Бронитэн В.А.* Физика метеорных явлений. М.: Наука, 416 с. 1981.
- *Гурвич А.С., Воробьев В.В., Савченко С.А., Пахомов А.И., Падалка Г.И., Шефов Н.Н., Семёнов А.И.* Ночное свечение верхней атмосферы в диапазоне 420–530 нм по измерениям на орбитальной станции “Мир” в 1999 г. // *Геомagnetизм и аэрономия*. Т. 42. № 4. С. 541–546. 2002.
- *Краснопольский В.А.* Физика свечения атмосфер планет и комет. М.: Наука, 304 с. 1987.
- *Никольский Г.М., Платов Ю.В., Бельмади М., Бутов В.В., Ванярха Е.С., Джанибеков В.А., Кретьен Ж.-Л., Кучми С.* Свечение стратосферного слоя, наблюдавшееся на орбитальной станции “Салют-7” // *Исследование Земли из космоса*. № 6. С. 3–8. 1987.
- *Платов Ю.В., Иванов–Холодный Г.С., Платова Г.М., О Гым Ден, Ванярха Е.С.* Неоднородная структура эмиссионных слоев ионосферы по фотографическим наблюдениям с борта орбитальной станции “Салют-7” // *Космич. исслед.* Т. 27. С. 739–747. 1989.
- *Семёнов А.И., Платов Ю.В.* Собственное свечение верхней атмосферы Земли. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Тематический том 1–3: Ионосферная плазма. С. 164–175. 2008.
- *Фишкова Л.М.* Ночное излучение среднеширотной верхней атмосферы Земли. Тбилиси: Мецниереба, 272 с. 1983.
- *Шефов Н.Н., Семёнов А.И., Хомич В.Ю.* Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС, 740 с. 2006.
- *Blix T.A.* Relations between small scale electron number density fluctuations, radar backscatter, and charged aerosol particles // *J. Geophys. Res.* V. 108(8). 8450. 2003. <https://doi.org/10.1029/2002.JD002430>
- *Cho J.Y., Rottger J.* An updated review of polar mesosphere summer echoes: Observation, theory, and their relationship to noctilucent clouds and subvisible aerosols // *J. Geophys. Res. – Atmos.* V. 102. № 2. P. 2001–2020. 1997. <https://doi.org/10.1029/96.JD02030>
- *Hervig M.E., Gordley L.L., Deaver L.E., Siskind D.E., Stevens M.H., Russell III J.M., Bailey S.M., Megner L., Bardeen C.G.* First satellite observations of meteoric smoke in the middle atmosphere // *Geophys. Res. Lett.* V. 36. L18805. 2009. <https://doi.org/10.1029/2009GL039737>
- *Kalashnikova O., Horanui M., Thomas G.E., Toon O.B.* Meteoric smoke production in the atmosphere // *Geophys. Res. Lett.* V. 27. P. 3293–3296. 2000.
- *Kane T.J., Gardner C.S.* Lidar observations of the meteoric deposition of mesospheric metals // *Science*. V. 259. P. 1297–1300. 1993.
- *Koutchmy S., Nikolsky G.M.* The night sky from Salyut 7 // *Sky and telescope*. V. 65(1). P. 23–25. 1983.
- *Krassovsky V.I., Shefov N.N., Yarin V.I.* Atlas of the airglow spectrum λ 3000–12400 Å // *Planet. Space Sci.* V. 9. № 12. P. 883–915. 1962.
- *Mane P.B., Mane D.B.* Study of aerosol vertical distribution during meteor showers of January 2009 // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 213. 105511. 2021.
- *Megner L., Rapp V., Gumbel J.* Distribution of meteoric smoke – sensitivity to microphysical properties and atmospheric conditions // *Atmos. Chem. Phys.* V. 6. P. 4415–4426. 2006.
- *Plane J.M.C., Feng W., Dawkins E.C.M.* The mesosphere and metals: Chemistry and changes // *Chem. Rev.* V. 115. P. 4497–4541. 2015. <https://doi.org/10.1021/cr500501m>
- *Rapp M., Strelnikova I., Gumbel J.* Meteoric smoke particles: Evidence from rocket and radar techniques // *Adv. Space Res.* V. 40. P. 809–817. 2007.
- *Russell J.M., Bailey S.M., Gordley L.L., Rusch D.W., Horányi M., Hervig M.E., Thomas G.E., Randal C.E., Siskind D.E., Stevens M.H., Summers M.E., Taylor M.J., Englert C.R., Espy P.J., McClintock W.E., Merkel A.W.* (1 March 2009). “The Aeronomy of Ice in the Mesosphere (AIM) mission: Overview and early science results” // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 71(3–4). P. 289–299. 2009.

УДК 550.388.2

ЗАВИСИМОСТЬ ЛОКАЛЬНОГО ИНДЕКСА ГОДОВОЙ АСИММЕТРИИ ДЛЯ МЕДИАНЫ $NmF2$ ОТ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2023 г. М. Г. Деминов¹, *, Г. Ф. Деминова¹¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия

*e-mail: deminov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 31.01.2023 г.

После доработки 20.02.2023 г.

Принята к публикации 28.03.2023 г.

На основе данных медиан электронной концентрации максимума $F2$ -слоя $NmF2$ пары ионосферных станций Боулдер–Хобарт за 1963–2013 гг. проведен анализ зависимости локального индекса годовой асимметрии R в полдень от солнечной активности, где индекс R – отношение январь/июль суммарной концентрации $NmF2$ для этой пары станций. Используются средние за 81 день индексы солнечной активности: F_{obs} – плотность потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см, измеренная с помощью наземных радиотелескопов, и F_{adj} – значения F_{obs} , приведенные к фиксированному расстоянию от Солнца в одну астрономическую единицу. Получено, что уравнения регрессии, отражающие зависимости медиан $NmF2$ от F_{obs} , позволяют получить индекс годовой асимметрии R для фиксированного F_{obs} с учетом замены F_{obs} на cF_{obs} в этих уравнениях регрессии, где коэффициент c равен 1.03 и 0.97 для января и июля. Вариант $c = 1$ соответствует пренебрежению годовой асимметрией в индексе F_{obs} из-за эллиптичности орбиты Земли. Для варианта $c = 1$ индекс R увеличивается с ростом солнечной активности от 1.2 при низкой до почти 1.4 при высокой активности. Дополнительный учет годовой асимметрии в F_{obs} приводит к увеличению индекса R примерно на 0.1 почти независимо от уровня солнечной активности. Этот вывод получен, по-видимому, впервые. Индекс F_{adj} также позволяет получить корректную оценку индекса R , поскольку годовая асимметрия в потоке солнечного излучения косвенно учтена через экспериментальные значения $NmF2$.

DOI: 10.31857/S0016794023600060, EDN: OUNBVC

1. ВВЕДЕНИЕ

Годовая асимметрия – это особенность ионосферных явлений, когда глобально усредненная концентрация электронов в январе больше, чем в июле [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006]. В качестве индекса этой асимметрии, например, для концентрации максимума $F2$ -слоя $NmF2$, используют отношение [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Mikhailov and Perrone, 2015]

$$R = NmF2(N + S)_{Jan} / NmF2(N + S)_{July} \quad (1)$$

или относительную амплитуду [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Brown et al., 2018]

$$AI = (R - 1) / (R + 1), \quad (2)$$

где $NmF2(N + S)_{Jan}$ и $NmF2(N + S)_{July}$ – суммарные (по Северному и Южному полушариям) значения $NmF2$ в январе и июле в фиксированное местное время. Обычно в этих уравнениях используют средние за месяц или медианы за месяц $NmF2$ [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Mikhailov and Perrone, 2015; Brown et al., 2018]. Ниже использован индекс R для медиан $NmF2$ за месяц.

Для получения индекса R по данным ионосферных станций обычно выбирают несколько пар ионосферных станций для охвата достаточно большого интервала широт, и каждая из этих пар состоит из станций на близких геомагнитных широтах в Южном и Северном полушариях. Затем последовательно вычисляют локальные индексы R для каждой пары станций и среднее по всем выбранным парам станций значение R . Это среднее значение R и есть глобальный индекс R по данным ионосферных станций. Для получения корректной оценки R требуют, чтобы $NmF2$ соответствовали фиксированному уровню (или интервалу) солнечной активности. На фазах роста и спада солнечного цикла это требование редко удовлетворяется. Поэтому основная доля работ по анализу причин годовой асимметрии в $NmF2$ выполнена для периодов продолжительной низкой солнечной активности, когда индексы солнечной активности не сильно различались [Zeng et al., 2008; Mikhailov and Perrone, 2015; Lei et al., 2016; Dang et al., 2017].

Для решения этой проблемы можно получить эмпирические зависимости $NmF2$ от солнечной активности для фиксированного местного времени в январе и июле для каждой из пар анализируемых станций [Деминов и Деминова, 2021, 2023]. Для этого необходим достаточно большой массив данных $NmF2$ по этим станциям. В результате, для выбранной пары станций может быть определен индекс R для данного часа местного времени при любом фиксированном уровне солнечной активности. Эта методика была реализована для конкретной пары станций: для каждой станции этой пары для каждого месяца года были использованы уравнения регрессии

$$NmF2 = a_0 + a_1 F_{obs} + a_2 (F_{obs})^2 \quad (3)$$

для данного местного времени, где $NmF2$ — медиана концентрации максимума $F2$ -слоя, F_{obs} — средняя за 81 день (центрированная на середину данного месяца) плотность потока солнечного радиоизлучения на длине волны 10.7 см (индекс $F107$), измеренная с помощью наземного радиотелескопа. Коэффициенты a_j этих уравнений определялись по данным измерений $NmF2$ и F_{obs} в интервале 40–50 лет. В результате была определена зависимость локального индекса годовой асимметрии R от F_{obs} для выбранной пары станций. Этот вариант вычисления R соответствует случаю, когда значения F_{obs} в январе и июле совпадают [Деминов и Деминова, 2021, 2023].

Для более полного учета вклада солнечного излучения в годовую асимметрию необходимо принять во внимание, что в среднем плотность потока солнечного радиоизлучения (и ионизирующего излучения Солнца) в январе больше, чем в июле, из-за эллиптичности орбиты Земли относительно Солнца. Этот эффект для годовой асимметрии исследовался на основе численного моделирования [Dang et al., 2017], но не был выделен по экспериментальным данным. Главной целью данной работы было решение этой задачи для медианы $NmF2$ в полдень на средних широтах, т.е. определение свойств локального индекса годовой асимметрии по экспериментальным данным с учетом средней разницы в индексах солнечной активности в январе и июле.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Для анализа использованы данные медиан $foF2$ станций Боулдер (Boulder, 40.0° N, 254.7° E, $\Phi = 48.6^\circ$ N, $\Phi^* = 49.1^\circ$ N) и Хобарт (Hobart, 42.9° S, 147.3° E, $\Phi = 50.9^\circ$ S, $\Phi^* = 54.3^\circ$ S) для каждого часа мирового времени для января и июля в интервале 1963–2013 гг. В скобках даны координаты этих станций: географическая широта, географическая долгота, геомагнитная широта Φ и исправленная геомагнитная широта Φ^* . Широты Φ и Φ^* приведены для 1985 г., что примерно соответству-

ет середине анализируемого интервала времени. Эти широты получены с помощью моделей, приведенных в Интернете (wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/ig-rf/gggm, omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo). Выбор этой пары станций для анализа локальных свойств годовой асимметрии связан с близостью абсолютных значений как географических, так и геомагнитных широт станций. Следует отметить, что медианы $NmF2$ данной пары станций совместно с данными других пар станций ранее использовались для анализа глобальных свойств годовой асимметрии [Mikhailov and Perrone, 2015; Brown et al., 2018].

В качестве индикаторов солнечной активности для медианы $NmF2$ за месяц использованы средние за 81 день (центрированные на середину данного месяца) индексы этой активности: F_{obs} — плотность потока солнечного радиоизлучения на длине волны 10.7 см, измеренная с помощью наземного радиотелескопа; F_{adj} — пересчитанная для среднего расстояния Солнце–Земля (1 астрономическая единица) величина F_{obs} ; Ri — относительное число солнечных пятен, новая версия. Отметим, что исходными для вычисления этих индексов были ежедневные значения $F107_{obs}$, $F107_{adj}$ и Ri . Дополнительно использован индекс

$$\begin{aligned} cF_{obs} &= 1.03F_{obs} \text{ для января,} \\ cF_{obs} &= 0.97F_{obs} \text{ для июля,} \end{aligned} \quad (4)$$

где численные коэффициенты примерно равны отношению F_{obs}/F_{adj} для этих месяцев. Кроме того, использован индекс

$$F_{Ri} = 64 + 0.6Ri + 2.4 \times 10^{-4} Ri^2, \quad (5)$$

где F_{Ri} есть индекс Ri , приведенный к масштабу (шкале) индекса F_{adj} . Уравнение (5) является уравнением связи (регрессии) индекса F_{adj} с Ri , коэффициенты которого определены по данным индексов F_{adj} и Ri за 1963–2013 гг.

Перечисленные индексы солнечной активности были использованы для получения зависимостей (уравнений регрессии) медиан $NmF2$ от каждого из этих индексов. Коэффициенты уравнений регрессии определялись по массиву данных медиан $foF2$ за 1963–2013 гг. для выбранных условий. При анализе использовались дополнительные ограничения:

$$2 < foF2 < 20 \text{ МГц, } 80 < F_{obs} < 220. \quad (6)$$

Первое из условий позволяет исключить особенно сильные выбросы $foF2$, которые могут носить случайный характер. Второе из условий позволяет исключить относительно редко встречающиеся уровни солнечной активности для получения, по возможности, устойчивых тенденций в зависимости концентрации максимума $F2$ -слоя от солнечной активности. Массив данных $foF2$, полученный с учетом перечисленных условий, был

преобразован в массив данных $NmF2$, поскольку $NmF2 = 1.24 \times 10^{10}(foF2)^2$, где $NmF2$ измеряется в $1/\text{м}^3$, $foF2$ – в МГц. Этот массив данных $NmF2$ был исходным для определения коэффициентов уравнений регрессии, т.е. получения эмпирической модели зависимости медиан $NmF2$ от перечисленных индексов солнечной активности для выбранных условий. Этими уравнениями регрессии являются уравнение (3) для индекса F_{obs} и уравнения

$$NmF2 = b_0 + b_1 F_{\text{adj}} + b_2 (F_{\text{adj}})^2, \quad (7)$$

$$NmF2 = c_0 + c_1 F_{\text{Ri}} + c_2 (F_{\text{Ri}})^2 \quad (8)$$

для индексов F_{adj} и F_{Ri} . Уравнения (3), (7) и (8) являются эмпирическими моделями зависимости медиан $NmF2$ от индексов F_{obs} , F_{adj} и F_{Ri} , коэффициенты которых определены по массивам исходных данных $NmF2$ и этих индексов. Для получения зависимости медиан $NmF2$ от индекса cF_{obs} использовано уравнение (3) с известными коэффициентами a_j , полученными для зависимости $NmF2$ от индекса F_{obs} , в котором произведена замена F_{obs} на cF_{obs} , т.е.

$$NmF2 = a_0 + a_1 cF_{\text{obs}} + a_2 (cF_{\text{obs}})^2, \quad (9)$$

где cF_{obs} определено уравнением (4).

Перечисленные уравнения регрессии с известными коэффициентами для станций Боулдер и Хобарт в январе и июле позволяют по уравнению (1) получить зависимости индекса годовой асимметрии R от каждого из рассмотренных индексов солнечной активности. Результат показан на рис. 1 в виде зависимостей локального индекса R от индекса F , где $F = F_{\text{obs}}$, $F = F_{\text{adj}}$ и $F = F_{\text{Ri}}$ для уравнений (3), (7) и (8). В каждом из этих случаев индекс R вычислен при совпадающих значениях индекса F для станций Боулдер и Хобарт в январе и июле. Вариант cF_{obs} на этом рисунке соответствует случаю, когда $F = F_{\text{obs}}$, но вычисления проводятся по уравнениям (9) с учетом поправок (4) на индекс F_{obs} для января и июля. Из данных на этом рисунке следует, что индекс годовой асимметрии R минимален для $F = F_{\text{obs}}$. Этот вариант соответствует случаю, когда индекс R для заданного значения F_{obs} вычислен по уравнениям (3) для станций Боулдер и Хобарт в январе и июле для этого заданного значения F_{obs} . Индекс R для $F = cF_{\text{obs}}$ больше, чем для $F = F_{\text{obs}}$, и эта разница примерно равна 0.1 для всего анализируемого интервала изменения F_{obs} . Следовательно, дополнительный учет влияния поправок (4) на индекс F_{obs} для января и июля из-за изменения расстояния Солнце–Земля приводит к отчетливому увеличению R .

Из рис. 1 видно, что индексы R для вариантов $F = cF_{\text{obs}}$ и $F = F_{\text{adj}}$ практически совпадают. Медиана $NmF2$ соответствует значению $NmF2$ в кон-

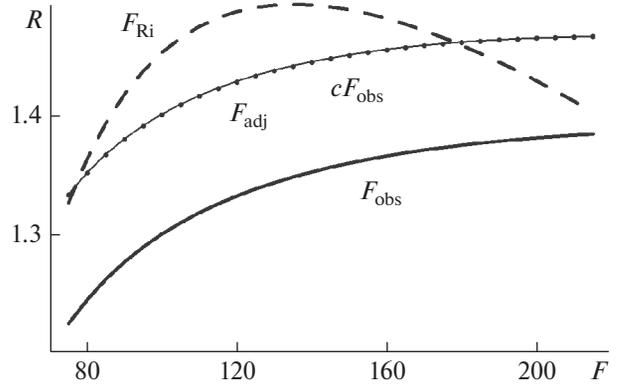


Рис. 1. Зависимости локального индекса годовой асимметрии R от индексов солнечной активности F_{obs} (толстая линия), cF_{obs} (тонкая линия), F_{adj} (точки) и F_{Ri} , (штриховая линия) полученные с помощью уравнений регрессии (3), (7)–(9).

кретный день данного месяца (для нечетного числа измерений $NmF2$ в этот месяц), которому соответствует индекс F_{adj} для этого дня. Численные коэффициенты в уравнении (4) для cF_{obs} примерно равны отношению $F_{\text{obs}}/F_{\text{adj}}$, которые центрированы на середину данного месяца. В течение месяца величина $F_{\text{obs}}/F_{\text{adj}}$ изменяется очень слабо. С этим, по-видимому, связано практическое совпадение индексов R для вариантов $F = cF_{\text{obs}}$ и $F = F_{\text{adj}}$ на рис. 1.

Из рис. 1 следует, что индекс R для $F = F_{\text{Ri}}$ больше, чем для $F = F_{\text{obs}}$. Индексы R для F_{Ri} и F_{adj} во многом подобны, поскольку они не зависят от времени года, но индекс F_{Ri} является менее точным индикатором солнечной активности, чем F_{adj} . Например, для ст. Боулдер в январе в полдень стандартные отклонения σ (в 10^{11} м^{-3}) измеренных значений $NmF2$ от вычисленных по уравнению (7) для F_{adj} составляют 0.8, а для уравнения (8) с индексом F_{Ri} величина σ равна 1.2. Следовательно, относительное число солнечных пятен Ri не является оптимальным индикатором солнечной активности для зависимости индекса годовой асимметрии R от этой активности.

На рис. 2 приведены зависимости медиан $NmF2$ от солнечной активности в полдень в январе и июле, полученные без учета ($F = F_{\text{obs}}$) и с учетом ($F = cF_{\text{obs}}$) дополнительной поправки (4) на индекс F_{obs} из-за изменения расстояния Солнце–Земля в эти месяцы года. Учет этой поправки приводит к дополнительному увеличению $NmF2$ в январе и уменьшению $NmF2$ в июле. Из данных на рис. 2 следует, что зависимость $NmF2$ от F_{obs} местной зимой гораздо сильнее, чем летом. Поэтому изменения $NmF2$ при дополнительной учете поправки (4) максимальны местной зимой:

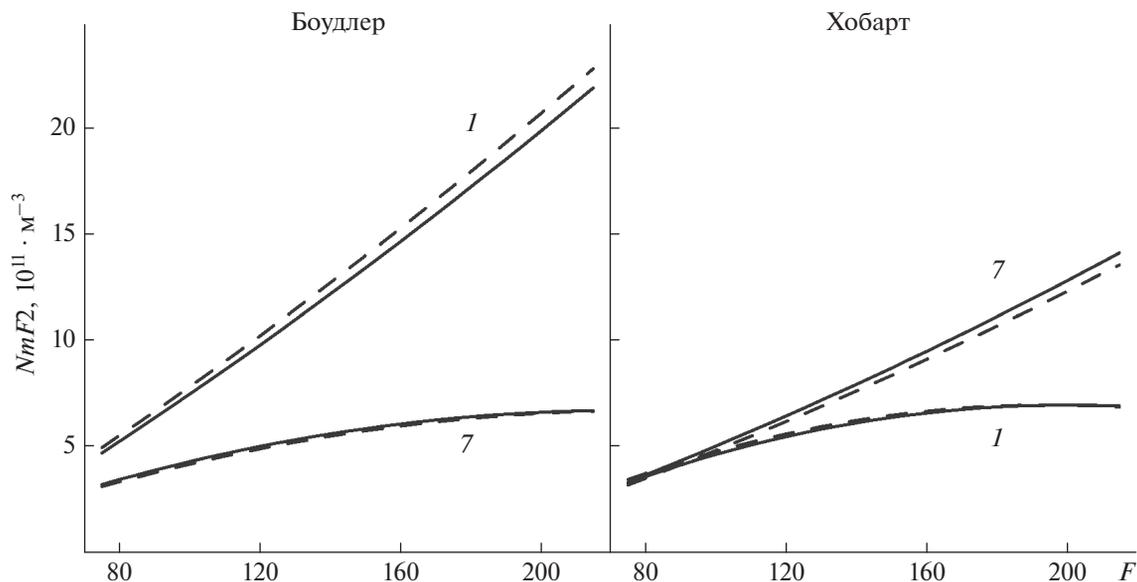


Рис. 2. Зависимости медиан $NmF2$ в полдень от индексов F_{obs} (сплошные линии) и cF_{obs} (штриховые линии) в январе (1) и июле (7) для станций Боулдер и Хобарт.

увеличение $NmF2$ в январе в Северном полушарии (Боулдер) и уменьшение $NmF2$ в июле в Южном полушарии (Хобарт). Для местного лета такие изменения $NmF2$ обычно можно не учитывать. Следовательно, увеличение индекса годовой асимметрии R при дополнительном учете поправки (4) на индекс F_{obs} обусловлено в основном изменениями $NmF2$ местной зимой из-за относительной сильной зависимости $NmF2$ от солнечной активности в этот сезон.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Для любой локальной ионосферной станции зависимость $NmF2$ от F_{obs} точнее зависимости $NmF2$ от F_{adj} или F_{Ri} , поскольку индекс F_{obs} в большей степени соответствует ионизации и нагреву атмосферы из-за ультрафиолетового излучения Солнца. При анализе годовых изменений $NmF2$ необходимо дополнительно учесть среднее изменение F_{obs} в течение года с максимумом в январе и минимумом в июле из-за эллиптичности орбиты Земли относительно Солнца. Амплитуда этого изменения незначительна: для фиксированного индекса F_{adj} отношение $(F_{obs})_{Jan}/(F_{obs})_{July} = 1.06$ (см. уравнение (4)). Этот эффект можно учесть в два этапа: построить эмпирическую зависимость $NmF2$ от F_{obs} для каждого месяца года (аналогично уравнению (3)), затем в этой зависимости заменить F_{obs} на cF_{obs} аналогично уравнениям (4) и (9). Следует отметить, что такая замена целесообразна для анализа именно годовых изменений $NmF2$.

Другой вариант анализа годовых изменений $NmF2$ связан с построением эмпирической зави-

симости $NmF2$ от F_{adj} . В индексе F_{adj} исключена поправка на эллиптичность орбиты Земли, но экспериментальные значения $NmF2$ зависят от этой эллиптичности через ионизацию и нагрев атмосферы, обеспечивая дополнительное увеличение $NmF2$ в январе. Поэтому коэффициенты уравнения регрессии (7) для F_{adj} обеспечивают такое дополнительное увеличение $NmF2$. В результате, зависимости индекса годовой асимметрии R от индексов солнечной активности cF_{obs} и F_{adj} совпадают (рис. 1). Это означает, что в среднем годовые изменения F_{obs} действительно таковы, что они максимальны в январе и минимальны в июле при прочих равных условиях на Солнце, и эти изменения соответствуют уравнению (4) для любого фиксированного F_{obs} .

Аналогичным свойством обладает индекс F_{Ri} , т.е. в эмпирической зависимости $NmF2$ от F_{Ri} эллиптичность орбиты Земли косвенно учтена через коэффициенты этой зависимости. Тем не менее, зависимость $NmF2$ от F_{Ri} является менее точной, чем зависимость $NmF2$ от F_{adj} . Этот вывод согласуется с полученными ранее результатами сопоставления крайнего ультрафиолетового (EUV) излучения Солнца как основного источника ионизации и нагрева термосферы с разными индексами солнечной активности: было получено, что индекс $F107$ является лучшим индикатором солнечного EUV-излучения для исследования процессов с большими временными масштабами (больше 1.4 года) [Wintoft, 2011].

Годовая асимметрия в $NmF2$ обусловлена эллиптичностью орбиты Земли относительно Солнца

через ионизацию термосферы и процессы нагрева термосферы, включая изменение температуры, плотности и состава термосферы (см., например, [Dang et al., 2017]). В данном случае приведенная на рис. 1 зависимость индекса R от F_{obs} косвенно соответствует учету процессов нагрева термосферы, зависимость индекса R от cF_{obs} — дополнительно учету ионизации термосферы. Из данных на рис. 1 следует, что вклад процессов нагрева термосферы в индекс R значителен: R изменяется от 1.22 при низкой до 1.38 при высокой солнечной активности по индексу F_{obs} . Дополнительный учет изменения скорости ионизации термосферы из-за эллиптичности орбиты Земли приводит к увеличению индекса R примерно на 0.1. Более наглядно об этих изменениях можно судить по индексу AI (см. уравнение (2)). В данном случае вклад процессов нагрева термосферы дает значения AI от 10% до 16% при низкой и высокой солнечной активности соответственно. Дополнительный учет изменения скорости ионизации термосферы из-за эллиптичности орбиты Земли приводит к увеличению индекса AI примерно на 5%, что в 2–3 раза меньше вклада процессов нагрева термосферы в годовую асимметрию $NmF2$. Этот вывод не противоречит результатам численного моделирования годовой асимметрии $NmF2$ при низкой солнечной активности: вклад прямой ионизации атомного кислорода дает $AI = 6\%$, вклад рекомбинации с нейтральными частицами дает $AI = 12–15\%$ [Dang et al., 2017].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе данных медиан электронной концентрации максимума $F2$ -слоя $NmF2$ пары ионосферных станций Боулдер–Хобарт за 1963–2013 гг. проведен анализ зависимости локального индекса годовой асимметрии R в полдень от солнечной активности, где индекс R — отношение январь/июль суммарной концентрации $NmF2$ для этой пары станций. В качестве индикаторов солнечной активности для медианы $NmF2$ за месяц использованы средние за 81 день индексы этой активности, которые центрированы на середину данного месяца: F_{obs} — плотность потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см, измеренная с помощью наземных радиотелескопов; F_{adj} — значения F_{obs} , приведенные к фиксированному расстоянию 1 астрономическая единица от Солнца; Ri — относительное число солнечных пятен, новая версия. Получены следующие выводы.

1. Уравнения регрессии, отражающие зависимости медиан $NmF2$ от F_{obs} , позволяют получить индекс годовой асимметрии R для фиксированного F_{obs} с учетом замены F_{obs} на cF_{obs} в этих уравнениях регрессии, где коэффициент c равен 1.03 и 0.97 для января и июля. Вариант $c = 1$ соответ-

ствует пренебрежению годовой асимметрией в индексе F_{obs} из-за эллиптичности орбиты Земли. Для варианта $c = 1$ индекс R увеличивается с ростом солнечной активности от 1.2 при низкой до почти 1.4 при высокой активности. Дополнительный учет годовой асимметрии в F_{obs} приводит к увеличению индекса R примерно на 0.1 почти независимо от уровня солнечной активности. Этот вывод по экспериментальным данным $NmF2$ получен, по-видимому, впервые.

2. Уравнения регрессии, отражающие зависимости медиан $NmF2$ от F_{adj} , позволяют получить индекс R для фиксированного F_{adj} , в котором косвенно учтена годовая асимметрия в потоке солнечного излучения через асимметрию январь–июль в экспериментальных значениях $NmF2$. В результате, индекс R для фиксированного индекса F_{obs} с учетом замены F_{obs} на cF_{obs} и индекс R для фиксированного $F_{\text{adj}} = F_{\text{obs}}$ практически совпадают.

3. Зависимость индекса R от относительного числа солнечных пятен Ri во многом подобна зависимости R от F_{adj} , но индекс Ri является менее точным индикатором солнечной активности, чем F_{adj} . Поэтому индекс Ri не является оптимальным индикатором солнечной активности для зависимости годовой асимметрии в $NmF2$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данные критических частот $foF2$ станций Боулдер и Хобарт и индексы солнечной активности были взяты с сайтов Space Physics Interactive Data Resource (SPIDR, <http://spidr.ngdc.noaa.gov/>, до 2015 года), World Data Center for Solar-Terrestrial Physics, Chilton (<http://www.ukssdc.ac.uk/wdcc1/>) и Solar Influences Data Analysis Center (SIDC, <http://sidc.oma.be/silso/>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при частичной поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 20-72-10023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Демин М. Г., Демина Г. Ф. Зависимость локального индекса годовой асимметрии для $NmF2$ от солнечной активности // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 61. № 2. С. 224–231. 2021. <https://doi.org/10.31857/S001679402102005X>
- Демин М. Г., Демина Г. Ф. Зависимость локального индекса годовой асимметрии для $NmF2$ от местного времени и солнечной активности // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 63. № 2. С. 147–153. 2023. <https://doi.org/10.31857/S0016794022600636>
- Brown S., Bilitza D., Yigit E. Improvements to predictions of the ionospheric annual anomaly by the international ref-

- erence ionosphere model // *Ann. Geophys. Discuss.* 2018. <https://doi.org/doi:10.5194/angeo-2018-97>
- *Dang T., Wang W., Burns A., Dou X., Wan W., Lei J.* Simulations of the ionospheric annual asymmetry: Sun-Earth distance effect // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 122. № 6. P. 6727–6736. 2017. <https://doi.org/10.1002/2017JA024188>
- *Lei J., Wang W., Burns A.G., Luan X., Dou X.* Can atomic oxygen production explain the ionospheric annual asymmetry? // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 121. № 7. P. 7238–7244. 2016. <https://doi.org/10.1002/2016JA022648>
- *Mikhailov A.V., Perrone L.* The annual asymmetry in the F2 layer during deep solar minimum (2008–2009): December anomaly // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 120. № 2. P. 1341–1354. 2015. <https://doi.org/10.1002/2014JA020929>
- *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. Geophys.* V. 24. № 12. P. 3293–3311. 2006. <https://doi.org/10.5194/angeo-24-3293-2006>
- *Wintoft P.* The variability of solar EUV: A multiscale comparison between sunspot number, 10.7 cm flux, LASP MgII index, and SOHO/SEM EUV flux // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phy.* V. 73. № 13. P. 1708–1714. 2011. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2011.03.009>
- *Zeng Z., Burns A., Wang W., Lei J., Solomon S., Syndergaard S., Qian L., Kuo Y.-H.* Ionospheric annual asymmetry observed by the COSMIC radio occultation measurements and simulated by the TIEGCM // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 113. A07305. 2008. <https://doi.org/doi:10.1029/2007JA012897>

УДК 550.388.1

ОСОБЕННОСТИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ РАБОТЫ ИОНОСФЕРНЫХ РАДИОЛИНИЙ НА ВЕРХНЕЛУЧЕВЫХ МОДАХ

© 2023 г. И. В. Крашенинников¹, *, В. Н. Шубин¹, **

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

*e-mail: krash@izmiran.ru

**e-mail: shubin@izmiran.ru

Поступила в редакцию 03.02.2023 г.

После доработки 07.03.2023 г.

Принята к публикации 28.03.2023 г.

Анализируется частотная зависимость качественных показателей передачи информации на примере двух реальных радиолиний меридиональной направленности односкачкового (~2600 км) и доминирующего двухскачкового (~5100 км) режимов прохождения радиоволн в ионосфере. Показано, что наличие в системе радиосвязи высокоэффективных приемно-передающих антенн приводит к необходимости учитывать в задаче прогнозирования радиотрасс существование априори энергетически крайне слабых мод, формирующихся исключительно механизмом переноса излучения по лучевым траекториям семейства верхних лучей в ионосферном распространении радиоволн. В случае совпадения углов выхода и прихода таких мод и направлений главных лепестков диаграмм направленности антенн в конечных точках радиотрассы соотношение сигнал/шум для волнового поля может достичь требуемого порогового значения и обеспечить успешную работу радиокоммуникационной системы. Это обстоятельство расширяет верхнюю частотную границу прохождения радиоволн в переходных областях скачкового распространения радиоволн в ионосфере, и его следует учитывать в прогнозировании работы ионосферных радиолиний.

DOI: 10.31857/S0016794023600096, EDN: ONBNOB

1. ВВЕДЕНИЕ

Ключевым элементом прогнозирования работы радиолинии является расчет частотного диапазона прохождения радиоволн между ее терминальными точками: верхней границы – максимальной применимой частоты (МПЧ) и нижней – наименьшей применимой частоты (НПЧ). В подавляющем большинстве случаев общая МПЧ радиотрассы определяется МПЧ слоя F_2 ионосферы – МПЧ F_2 . Для односкачкового режима прохождения радиоволн существует специальный параметр – МПЧ $1F_2(3000)$ [Руководство URSI ..., 1978], т.е. дальность в 3000 км рассматривается как определенный стандарт распространения радиоволн при однократном отражении от ионосферы, для которого с высокой вероятностью существует наибольшая возможная частота переноса волнового поля в двухточечной задаче. При этом, в классическом смысле теории ионосферного распространения радиоволн, под МПЧ ионосферного слоя понимается частота, определяющая точку смыкания семейств нижних и верхних лучей [Дэвис, 1973] (низкоугловые и высокоугловые лучи [Verhulst et al., 2017]). С увеличением дальности радиотрассы, вследствие кривизны земной

поверхности, уменьшается частотный диапазон прохождения нижних лучей – его нижняя граница (НПЧ) возрастает быстрее, чем верхняя (МПЧ), и классическая МПЧ $1F_2$ практически не формируется для расстояний, превышающих 4000 км из-за вырождения “нижнелучевого” механизма прохождения. Однако при этом “верхнелучевая” мода – $1F_2+$ физически существует, но с очень слабым значением напряженности волнового поля, вследствие фундаментальной особенности данного способа переноса излучения – высокой волновой расходимости в условиях малого показателя преломления.

Пример многочастотного наклонного радиозондирования ионосферы (НЗ) – регистрация ионограмм НЗ на дальности ~4200 км, где наблюдаются следы односкачкового прохождения на трассе Иркутск (ИСЗФ) – Москва (ИЗМИРАН), приведен на рис. 1. Расстояние в 4000 км рассматривается как определенный предел в практическом прогнозировании работы односкачковой радиолинии, и отсутствие классически определяемой МПЧ $1F_2$ является критерием, когда радиотрасса переходит в статус двухскачковой (доминирующей двухскачковой) и основным способом

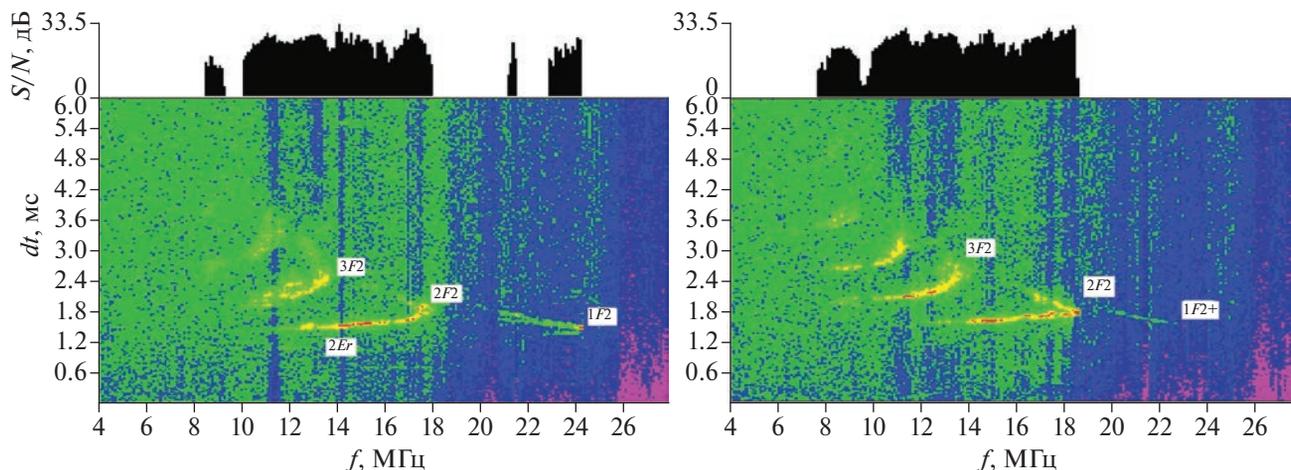


Рис. 1. Модовая структура волнового поля (ионограммы наклонного радиозондирования ионосферы с линейно-частотным модулированным сигналом) для дальности ~4200 км Иркутск (ИСЗФ) – Москва (ИЗМИРАН) 08.09.2011 г. 11:32 UT (левая панель) и 12:45 UT (правая панель) со слабонаправленными диапазонными антеннами.

переноса излучения становится мода $2F2$. Однако в силу разнообразия ионосферных условий распространения радиоволн, односкачковое прохождение может реализоваться и для дальностей более 4000 км, осуществляемое уже, практически, только верхнелучевым механизмом распространения. В этом случае, как правило, считается, что напряженность волнового поля недостаточна для корректного функционирования системы радиосвязи в силу малой энергетики и большой вариативности данной моды. Ослабление волнового поля верхних лучей в большой степени зависит от продольной неоднородности электронной плотности на радиотрассе, в частности, градиента плазменной частоты f_oF2 в максимуме слоя $F2$. Данное свойство иллюстрируют результаты НЗ (рис. 1, трек $1F2+$). При переходе от дневных (практически однородного распределения) к вечерним (со значительным продольным градиентом) условиям распространения радиоволн наблюдается резкое ослабление напряженности волнового поля моды $1F2+$ (рис. 1, правая панель). Следует отметить, что при таком режиме переноса излучения частотный диапазон прохождения может иметь глубокие энергетические провалы (рис. 1, левая панель), особенно в области сразу за МПЧ $2F2$, что и определяет низкий уровень надежности работы радиокоммуникационных систем на модах такого типа.

В данной работе, на основе экспериментальных данных, анализируются особенности прогнозирования в системе “Прогноз–ИЗМИРАН” работы классических по критерию формирования МПЧ $1F2$ двух радиолиний: типичного односкачкового и доминирующего двухскачкового (в переходной области) прохождения радиоволн меридионального направления с дальностями ~2600

и ~5100 км, имеющих в своем составе высокоэффективные, но узконаправленные, приемные антенны.

2. МОДЕЛЬ ИОНОСФЕРЫ

Базовой моделью ионосферы в комплексе прогнозирования и планирования радиотрасс “Прогноз–ИЗМИРАН” является глобальная динамическая модель ионосферы GDMI (Global Dynamic Model of the Ionosphere), включающая в себя динамическую модель слоя $F2$ – GDMF2 [Шубин и Деминов, 2019] с базовым суточным рабочим интервалом. Управляющими параметрами модели GDMF2 являются: интегральный индекс солнечной активности (параметр F на основе данных о потоке солнечного радиоизлучения $F10.7$) и интегральный индикатор геомагнитной активности – трехчасовые индексы Kp в текущем дне (прогнозные) и двух предшествующих днях. Система “Прогноз–ИЗМИРАН” имеет три режима прогнозирования: долгосрочный (среднемесячный), краткосрочный (интервал применения – сутки с данными двух предшествующих дней и двух дней вперед) и оперативный (на текущий час и два часа вперед с дополнительными данными радиозондирования ионосферы за три предшествующих часа). В режиме долгосрочного прогнозирования модель GDMF2 используется в медианном режиме с оптимизированными среднемесячными индексами солнечной активности и фиксированным (медианным) уровнем геомагнитной активности ($Kp \sim 2$). В основе всех видов прогнозирования лежит расчет модовой структуры волнового поля в заданный момент времени, на основе решения краевой задачи в геометрооптическом приближе-

нии распространения радиоволн в неоднородной ионосфере [Крашенинников и Шубин, 2020].

Когда говорят об ионосферном мониторинге, то, в основном, имеют в виду область F , где располагается основной ионосферный максимум и которая в периоды геомагнитных возмущений демонстрирует большие и нерегулярные вариации. Развиваемый в модели GDMI подход к прогнозу $foF2$ может быть назван “аэрономическим”, поскольку в нем используются соотношения, следующие из теории формирования слоя $F2$, которые связывают $NmF2$ с основными аэрономическими параметрами: нейтральный состав, температура, скорости ионно-молекулярных реакций для основного иона O^+ . Термин “динамическая модель” обозначает зависимость изменения электронной концентрации на средних, субавроральных и авроральных широтах от текущего уровня геомагнитной активности с учетом предыстории ее развития. Отличительной чертой модели является использование эмпирического подхода к созданию медианной (фоновой) модели $foF2$ для спокойных геомагнитных условий и ряда аэрономических поправок к ней, связанных с формированием главного ионосферного провала (ГИП), аврорального максимума ионизации, изменением температуры и состава термосферы. Все поправки зависят от изменяющихся геомагнитных условий, индикаторами которых являются трехчасовые геомагнитные индексы ap и Kp . Модели положения минимума ГИП и аврорального пика $F2$ -слоя основаны на данных зондовых измерений плотности электронов спутником CHAMP с июля 2000 г. по декабрь 2007 г. на высотах от ~ 450 до ~ 350 км. С помощью ручной обработки данных каждого анализируемого витка спутника были определены географические координаты минимума ГИП. Затем по международной модели геомагнитного поля IGRF и полученным географическим широтам были определены исправленные геомагнитные широты минимума ГИП – Φ_{MIT} и максимума аврорального пика ионизации – Φ_{AVR} . Модели Φ_{MIT} и Φ_{AVR} представлены в виде аналитических зависимостей инвариантной широты минимума провала и аврорального пика критической частоты от местного солнечного времени, геомагнитной активности и географической долготы [Деминов и др., 2021]. Главным отличием разработанной модели от модели IRI-2016 [Bilitza et al., 2017] является включение в $foF2$ поправок, связанных с формированием ГИП, аврорального пика ионизации, изменением температуры и состава термосферы.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлены результаты работы в исследовательском режиме двух ионосферных

радиолиний меридиональной направленности (южного азимутального направления) с приемом в Москве со стандартной узкополосной системой радиосвязи, использующей информационный сигнал МЧТ (многопозиционная частотная телеграфия [Маковий и Чупеев, 2010]). Азимуты обеих радиотрасс близки. Мощность излучения корреспондентов в обоих случаях составляла 100 Вт. Приемные и передающие антенны радиотрасс сопряжены по азимутам. Излучающая антенна: для дальности 2500 км – горизонтальный диполь – ВГД (вибратор горизонтальный диапазонный), а для дальности 5100 км – горизонтальная логопериодическая антенна [Айзенберг, 1962]. Обе антенны имеют сравнимый и относительно невысокий коэффициент усиления (~ 10 дБ) и, соответственно, достаточно широкую диаграмму направленности. Приемная антенна – СГДРА (синфазная горизонтальная диапазонная с аперидическим рефлектором [Айзенберг, 1962]), имеющая высокий коэффициент усиления (~ 25 – 30 дБ в зависимости от частоты). Частотная полоса сигнала составляет 2.4 кГц. Пороговое значение сигнал/шум для штатного функционирования радиокommunikационной системы – 20 дБ. Система работала в тестовом режиме с перестройкой рабочей частоты. Скорость передачи стандартного информационного сообщения составляла 1200 бит/с. Верхние панели рис. 2 отражают линейное соотношение сигнал/помеха (radio-frequency interference – RFI):

$$RFI = A_m / \sqrt{A_N^2 + \sum_{k \neq m} A_k^2},$$

где A_m – амплитуда максимальной моды из множества A_k , A_N – среднеквадратичная амплитуда фонового электромагнитного шума. Величина RFI определяется не только классическим отношением сигнала к постороннему электромагнитному излучению, но и многомодовым характером самого волнового поля, и, в целом, отражает отношение амплитуды наиболее энергетически выгодной моды к суммарной энергетике остальных мод и фонового электромагнитного шума. В предельном случае одномодового (или преимущественно одномодового) прохождения отношение сигнал/помеха совпадает с отношением сигнал/шум – SNR (signal to noise ratio) $SNR = A_0/A_N$.

На рис. 2 хорошо проявляются факторы, формирующие частотный диапазон работы радиокommunikационной системы – нижняя граница определяется слабым значением SNR, ввиду роста поглощения радиоволн ионосферной плазмой с уменьшением частоты, а в верхней части – качеством передачи информации ограничивается интерференцией верхних и нижних лучей вблизи МПЧ, имеющих сравнимые амплитуды волнового поля. Надежность передачи информации отоб-

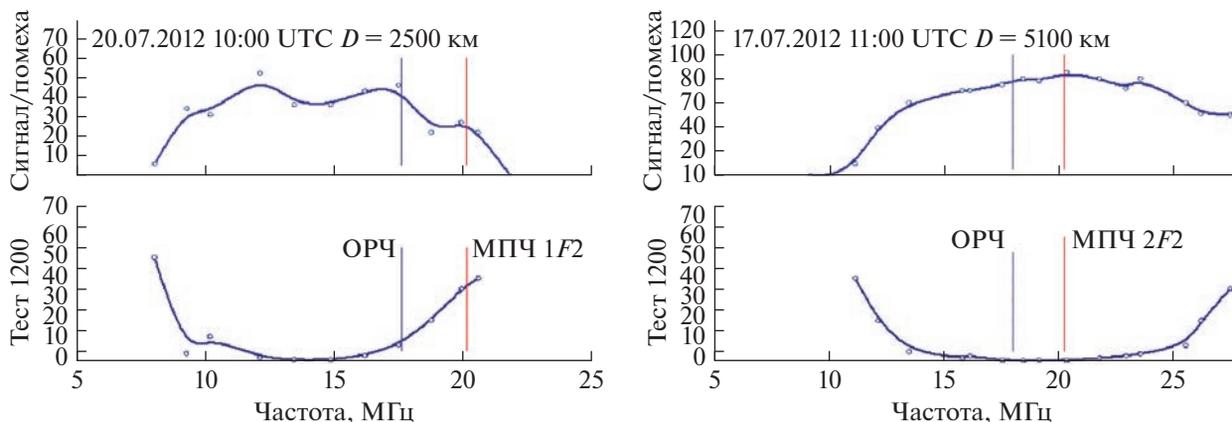


Рис. 2. Результаты тестовой работы радиолиний в частотном разрезе: односкачковая (~2600 км) 20.07.2012 г. 10:00 UT (левая панель) и двухскачковая (~5100 км) 17.07.2012 г. 11:00 UT. Верхняя часть рисунков отражает соотношение сигнал/помеха (RFI), а нижняя – достоверность передачи (уровень ошибочных символов на тысячу знаков) в тестовом сообщении.

ражается в нижней части рисунка и отражает уровень погрешности в принятом тестовом символическом сообщении. Вертикальными линиями отмечены расчетные значения МПЧ доминирующих скачковых мод и оптимальные рабочие частоты (ОРЧ), рассчитанные с прогнозными параметрами модели ионосферы на момент сеансов связи. Из частотной зависимости качества работы радиолиний видно, что в обоих случаях существует оптимальный интервал рабочих частот, на которых имеет место наиболее эффективный режим передачи информации через ионосферный радиоканал.

4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Время проведения экспериментальных исследований характеризуется средним уровнем солнечной активности. Для июля 2012 г. сглаженные среднемесячные значения числа солнечных пятен – R_{ms} и потока солнечного радиоизлучения – F_{ms} составляли 85 и 120 соответственно. Оптимизированные среднемесячные значения, как входные параметры для работы с медианными ионосферными моделями, в частности, с IRI-2016 [Крашенинников и др., 2017] – $R_{ms} = 72.9$ и $F_{ms} = 123.0$. День 20.07.2012 г. – геомагнитно спокойный ($A_p \sim 10$), а 17.07.2012 – слабозмущенный ($A_p \sim 14$), с суббурей в интервале 00–06 UT.

4.1. Односкачковая радиотрасса

Синтезированная модовая структура волнового поля для 20.07.2012 г. 10:00 UT в моделях ионосферы GDMI (на данный день) и IRI-2016 с оптимизированными среднемесячными параметрами солнечной активности представлена на рис. 3 и

отражает зависимость как парциального (по модам), так и общего отношения сигнал/шум в логарифмической шкале

$$SNR = 20 \lg \left(\frac{\sqrt{\sum_k A_k^2}}{A_N} \right),$$

где под амплитудой сигнала понимается суммарная амплитуда волнового поля. Для односкачковой радиолинии степень общего соответствия расчетных и экспериментальных результатов достаточно высока, как и принципиальная близость результатов для обеих ионосферных моделей. Так, МПЧ 1F2 в обоих случаях практически одинаковы (~21 и ~20.5 МГц, экспериментальное значение в форме максимально наблюдаемой частоты – МНЧ ~ 21 МГц), минимальные частоты срабатывания системы радиосвязи также близки (экспериментальное значение ~8 МГц и модельные расчетные ~8–9 МГц). Можно отметить даже общее наличие провала в частотном разрезе характеристик работы радиолинии: интервал 13–16 МГц в экспериментальных данных и 13–15 МГц в модельном расчете SNR (рис. 3). Однако следует отметить, что в модельном представлении энергетический провал выражен существенно более значимо, чем в экспериментальных результатах, особенно для модели IRI. Имеется определенное соответствие по пороговому значению уверенной работы радиокommunikационной системы (отмечено горизонтальной линией на рис. 3) – минимальное значение, когда радиолиния входит в штатный режим, составляет ~10 МГц, как в эксперименте, так и в модельном расчете. Причем, в данном случае, физическим носителем является мода 2F2 (рис. 3). Выбор оптимальной рабочей частоты – ОРЧ достаточно неплохо соответствует своему статусу, хотя и не является наилучшим выбором рабочей частоты в диапазоне

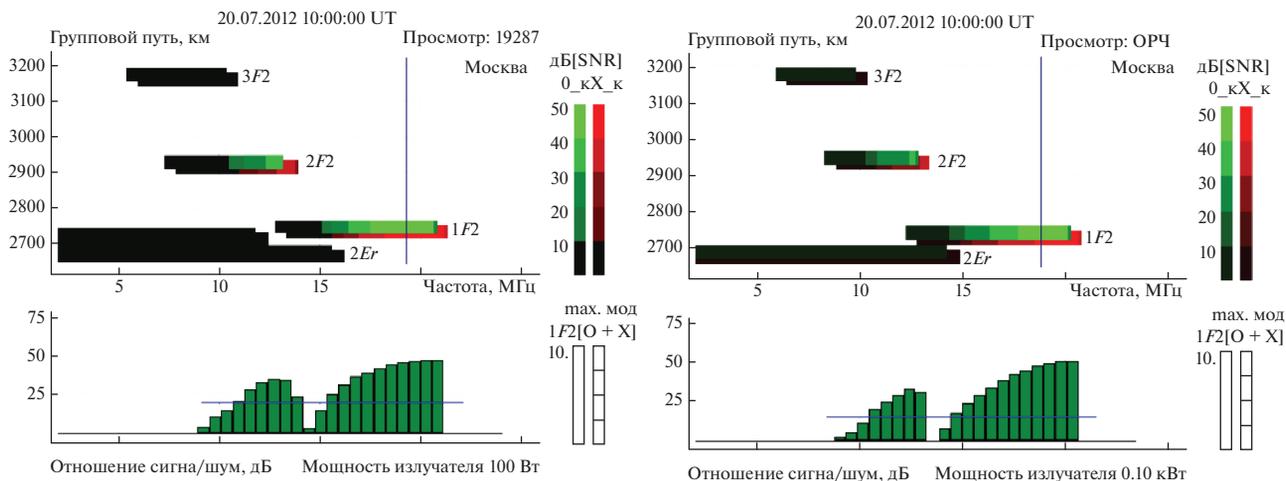


Рис. 3. Модовая структура волнового поля на дальности ~ 2600 км 20.07.2012 г. 10:00 UT: модель GDM (левая панель) и модель IRI (правая панель).

прохождения с точки зрения эффективности передачи информации (рис. 2).

Для частоты 15 МГц, лежащей в области оптимальной работы односкачковой радиолинии очевидно, что реализуется доминирующий одномодовый режим прохождения — верхние лучи $1F2$ практически отсутствуют (рис. 3). Теоретически они существуют, но в силу почти экспоненциального спада амплитуды волнового поля верхних лучей по частоте от МПЧ $1F2$ их вклад в суммарное поле крайне незначителен. Также очень мал возможный вклад моды $2Eg$ из-за поглощения в D- и E-слоях ионосферы при двукратном отражении, и перенос излучения осуществляется, главным образом, только нижними лучами моды $1F2$, и расчетное SNR превосходит пороговое значение радиолинии. Как отмечалось выше, для одномодового (преимущественно одномодового характера волнового поля) коэффициенты RFI и SNR эквивалентны. Это свойство проявляется на рис. 2 и 3 — величины экспериментальной RFI и расчетного SNR достаточно близки для данной частоты: $RFI \sim 31$ дБ и $SNR \sim 30$ дБ, что и обуславливает качественную работу радиолинии. На верхней границе частотного диапазона хорошо проявляется эффект интерференции верхних и нижних лучей при приближении к МПЧ $1F2$ со сравнимыми энергетическими параметрами, что снижает радиотехническое отношение сигнал/помеха и приводит к повышению уровня ошибки передачи информации. Т.е., несмотря на высокий суммарный уровень превышения волнового поля над фоновым электромагнитным шумом качество работы радиолинии невысокое из-за взаимного мешающего действия парциальных полей многомодового сигнала.

4.2. Двухскачковая радиотрасса

Для более протяженной радиотрассы 5100 км, классифицируемой как двухскачковая по доминирующему регулярному способу переноса излучения, расхождение между экспериментальным результатом — верхней границей диапазона и расчетным — МПЧ $2F2$ гораздо больше — рис. 2 и рис. 4. Разность между зарегистрированной верхней частотой успешной работы радиолинии и расчетной МПЧ $2F2$ составляет ~ 7 МГц (~ 27 МГц — рис. 2 и ~ 20 МГц — рис. 4, левая панель). Такое большое расхождение невозможно объяснить несоответствием модели реальному распределению электронной плотности по радиотрассе, хотя прохождение радиоволн и происходит частично в проблемной, с точки зрения глобальных моделей ионосферы, зоне — северном гребне приэкваториальной аномалии. Так же, как и в предыдущем случае, расчетная ОРЧ достаточно качественно реализует потенциал радиолинии.

На рис. 4, правая панель, приведена синтезированная ионограмма наклонного радиозондирования ионосферы с включением следа, сформированного верхними лучами моды $1F2 - 1F2+$. Следы кратных мод даны в изотропном представлении, а следы верхних лучей одного скачка — в магнитоионном представлении — обыкновенная (O) и необыкновенная (X) компоненты волнового поля. Наличие ветвей моды $1F2+$ на ионограмме НЗ принципиально расширяет потенциально возможный частотный интервал прохождения радиоволн на данной радиотрассе до, практически, зарегистрированного экспериментального значения в 27 МГц. Вертикальными линиями отмечены фиксированные частоты: 19, 22 и 25 МГц с вертикальными углами прихода в терминальных точках радиотрассы. Хорошо видна

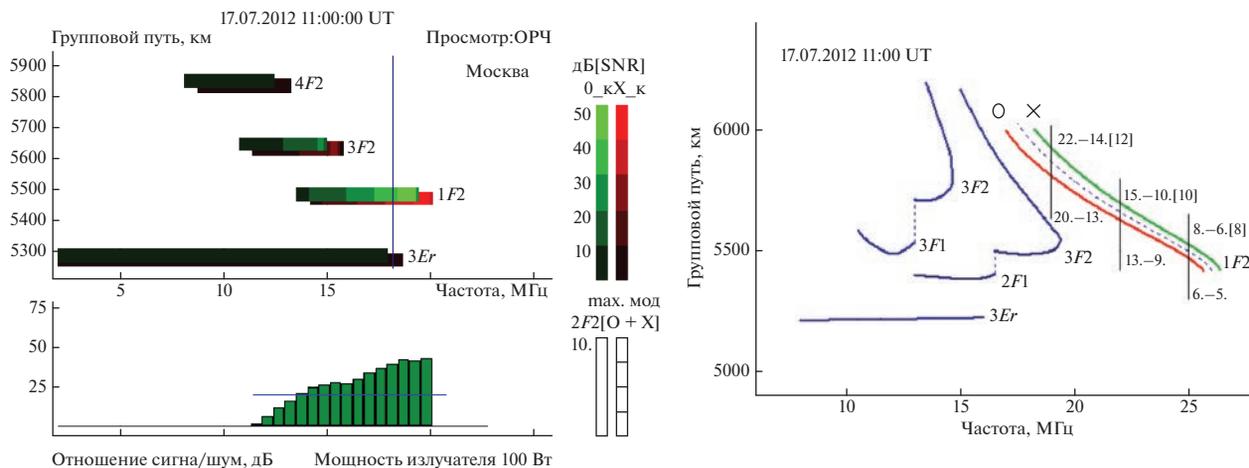


Рис. 4. Синтезированные в модели GDMI для радиотрассы 5100 км на 17.07.2012 г. 11:00 UT: апостериорный прогноз работы радиокommunikационной системы (левая панель) и синтезированная ионограмма наклонного радиозондирования ионосферы (правая панель).

асимметрия в углах возвышения — так для X-компоненты на частоте 19 МГц их значения составляют 22° и 14° , что отражает весьма существенную продольную неоднородность электронной плотности. В квадратных скобках приведены значения вертикального угла для максимума диаграммы направленности приемной антенны, имеющей высокий коэффициент усиления. Для необыкновенной компоненты на частоте 22 МГц имеет место практически полное совпадение между углом прихода и направлением диаграммы направленности; для 19 МГц — разность положительная ($+2^\circ$), а для 25 МГц — отрицательная (-2°). Для O-компоненты на данных частотах углы возвышения несколько меньше ($\sim 1^\circ - 2^\circ$), чем для X-компоненты. Тем не менее, учитывая, что ширина диаграммы направленности на 22 МГц по половинному уровню составляет $10^\circ (\pm 5^\circ)$, она также принимается антенной достаточно эффективно. А поскольку ее интенсивность в данном способе переноса излучения существенно выше на фиксированной частоте, чем у необыкновенной компоненты (по амплитуде соотношение $A_O/A_X \sim 2$), она и является по факту доминирующей составляющей волнового поля. В передающем пункте для частоты 22 МГц направление главного лепестка ДН антенны составляет 15° с шириной по половинному уровню в 30° , что также практически совпадает с углами возвышения: 15° для X- и 13° для O-компоненты (рис. 4). Таким образом, имеет место резонансное совпадение угловых параметров волнового поля с направлениями главного лепестка диаграмм направленности как приемной, так и передающей антенн в вертикальной плоскости, т.е. обе антенны работают, практически, в максимуме своей эффективности и, следовательно, реализуется максимальный по-

тенциал выделения сигнала из фоновых электромагнитных шумов.

Оценим соотношение SNR на частоте 22 МГц. В базовой постановке задачи (фундаментальное решение): 1 кВт излучение и изотропные антенны; амплитуда волнового поля в модели GDMI (с учетом поглощения через частоту столкновений электронов [Крашенинников и Шубин, 2020]) составляет $A_b \sim 0.3$ мкВ/м. Для 100 Вт амплитуда поля соответственно уменьшается до $A_0 \sim 0.1$ мкВ/м. С учетом коэффициентов усиления антенн [Кравцов и Орлов, 1980; Maslin, 1987] напряженность поля E_s :

$$E_s = \sqrt{G_t G_r} A_0,$$

где G_t и G_r — коэффициенты усиления передающей и приемной антенн, составляет $\sqrt{10 \times 400} \times 0.1 \approx 6$ мкВ/м. В принципе, напряженность волнового поля небольшая, но для работы устройств важно не столько само значение напряженности поля, сколько соотношение сигнал/шум и параметр многомодовости. Значение фонового уровня электромагнитного шума можно получить из глобальной модели шумов, реализованной в “Прогноз–ИЗМИРАН”, по методике [Maslin, 1987]. Для данного приемного пункта и следующих его свойств: удаленная область относительно антропогенного фактора, лето, интервал локального времени 08:00–12:00, номинал частоты 22 МГц и для полосы 2.4 кГц среднеквадратичная напряженность электромагнитного шума составляет $E_N \sim 0.22$ мкВ/м. Т.е. без усилительных свойств антенн сигнал был бы ниже уровня шумов. Нужно отметить, что рассматриваемая ситуация для энергетических параметров верхних лучей значительно хуже, чем на рис. 1, правая панель. Во-

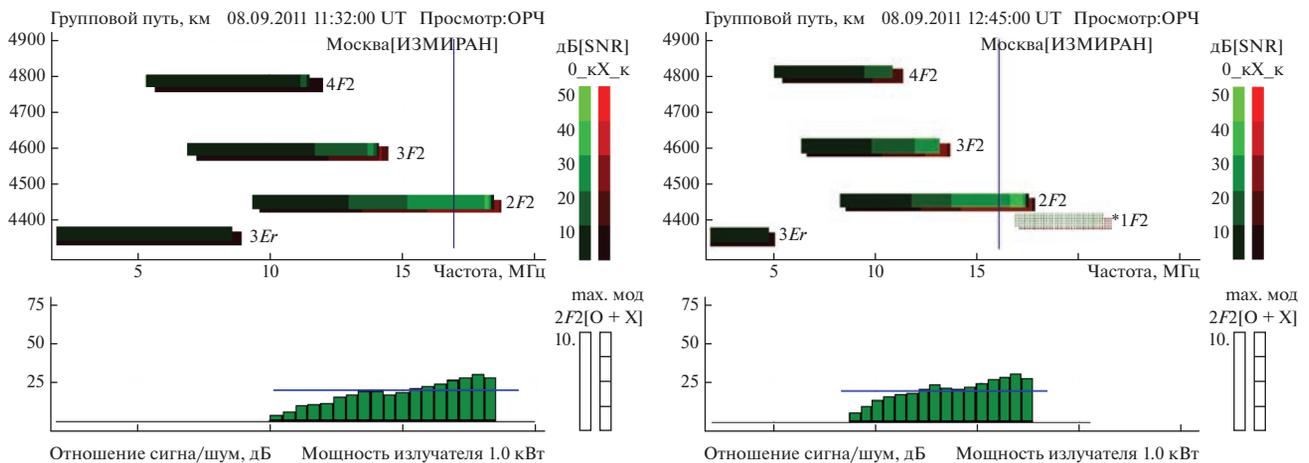


Рис. 5. Апостериорный прогноз условий прохождения радиоволн в модели GDM1 для радиотрассы Иркутск (ИСЗФ) – Москва (ИЗМИРАН) на 08.09.2011 г. 11:32 UT и 12:45 UT.

первых, расстояние больше почти на 1000 км, во-вторых, выше продольная неоднородность радиотрассы практически в 4 раза (в критической частоте 0.41 и 0.12 МГц на 1000 км). С учетом усиления антенн $SNR = 20 \lg E_S/E_N$, численно составляет $20 \lg 30 \approx 30$ дБ, что превышает пороговое значение штатной работы системы связи (20 дБ). Для сравнения, оно сопоставимо со значением SNR на 15 МГц (рис. 5 и рис. 2, правая панель), и также имеет место близкое качество работы радиолинии. Такое высокое значение SNR объясняет отсутствие скачка в работе радиолинии при переходе с моды $2F2$ на моды $1F2+$, хотя разность в напряженности поля довольно большая.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ экспериментальных результатов является обобщением нескольких факторов, определяющих перенос излучения через ионосферу – модель ионосферы (с частотой соударений электронов), описание технических средств (антенн), расчет напряженности волнового поля в задаче с граничными условиями и расчетом среднеквадратичной напряженности поля электромагнитных шумов. Для модели GDM1 рассчитанные величины углов выхода и прихода в условиях сильного продольного градиента $foF2$ существенно различаются по величине (рис. 4) и разность может достигать до 8° . Антенны в анализе данных описывались аналитически для классических типов коротковолновых антенн: СГДРА и ВГД [Айзенберг, 1962] и численно для логопериодического типа. Полуширина диаграммы направленности антенны СГДРА, например, для частоты 25 МГц составляет всего $\sim 4^\circ$. Т.е., если гипотетически поменять местами антенные системы в конечных пунктах, то энергетика радиолинии сни-

зится настолько, что система связи функционировать не будет, несмотря на общие высокие показатели эффективности антенн.

Комплекс прогнозирования радиотрасс «Прогноз–ИЗМИРАН» в принципе анализирует возможность прохождения радиоволн при отсутствии классической МПЧ $1F2$, т.е. только верхними лучами (рис. 1) и отмечает такой механизм переноса излучения как вероятностную моду. Критерием ее существования является небольшая высота прохождения рикошетирующих лучевых траекторий в расчете МПЧ над приемным концом радиотрассы. В этом случае напряженность волнового поля не может быть рассчитана прямым вариационным методом [Крашенинников и Шубин, 2020], в силу отсутствия корректного решения в двухточечной задаче. Но в реальных условиях относительно небольшие изменения в текущем распределении электронной плотности могут привести к физическому формированию данной моды. Так, увеличение продольной неоднородности в приведенном примере данных наклонного радиозондирования (рис. 1) в 12:45 UT является стимулирующим фактором для появления вероятностной моды $1F2$. (рис. 5, правая панель).

В случае с радиотрассами, превышающими 4500 км, предполагается, что такой возможности уже нет (рис. 4, левая панель). Однако в данном случае семейство верхних лучей для моды $1F2$ все же формируется – рис. 4 (правая панель, мода $1F2+$), что, по-видимому, и дает принципиальную возможность существования физического носителя волнового поля на частотах выше классической МПЧ $2F2$. Близость верхних границ частотных диапазонов прохождения в эксперименте и в модельном расчете дает основание считать, что именно этот механизм и реализуется в рас-

смаатриваемом примере успешной работы радиолинии. В данном случае в энергетике радиолинии большое значение имеют антенны, особенно приемная антенна с высоким коэффициентом усиления. В анализируемом случае для верхних лучей моды $1F2$ антенны дают практически максимально возможный выигрыш, что в значительной степени компенсирует энергетические потери “верхнелучевой” волны в ионосферной плазме и обеспечивает качественную работу радиолинии даже, казалось бы, на энергетически слабом механизме переноса излучения. Высокий уровень достоверности передачи информации обеспечивается фактическим одномодовым характером волнового поля – имеются лишь магнитоионные компоненты моды с доминированием обыкновенной составляющей. Лишь по мере приближения рабочей частоты к максимальной частоте моды $1F2+$ начинает сказываться сближение амплитуд парциальных компонент, т.е. происходит усиление интерференции магнитоионных мод и, как следствие, ухудшение параметров радиолинии. Но, как и следует ожидать, оно не имеет такого кардинального значения как в случае односкачковой радиотрассы (рис. 2), где сильно интерферируют близкие по энергетике нижние и верхние лучи моды $1F2$ при приближении к МПЧ.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ работы радиотрасс односкачковой и доминирующей двухскачковой (переходной) дальности показывает, что в реальных условиях, с наличием высокоэффективных антенн, необходимо учитывать в задаче прогнозирования работы радиокommunikационных систем существование энергетически слабых мод, формирующихся механизмом переноса излучения исключительно верхними геометрооптическими лучами в ионосферной плазме. То обстоятельство, что удалось не только качественно (по максимальной возможной частоте прохождения), но и количественно, в терминах энергетических соотношений, объяснить экспериментальные данные, в частности, позволяет заключить об общей корректности аналитического описания сложных антенн в

функционировании ионосферных радиокommunikационных систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Айзенберг Г.З. Коротковолновые антенны. М.: Радио и связь, 815 с. 1962.
- Деминов М.Г., Шубин В.Н., Бадин В.И. Модель критической частоты E-слоя для авроральной области // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 61. № 5. С. 610–617. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021050059>
- Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 502 с. 1973.
- Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред, М.: Наука, 304 с., 1980.
- Крашенинников И.В., Павлова Н.М., Ситнов Ю.С. Модель IRI в задаче прогнозирования ионосферного прохождения радиоволн в условиях высокой солнечной активности // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 57. № 6. С. 774–782. 2017.
- Крашенинников И.В., Шубин В.Н. Частотная зависимость энергетических параметров волнового поля на предельной дальности односкачкового распространения радиоволн в условиях низкой солнечной активности // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 60. № 2. С. 220–228. 2020.
- Маковий В.А., Чупеев С.А. Сигналы с перестановочной модуляцией и их свойства // Теория и техника радиосвязи, изд. ОАО “Концерн “Созвездие”. № 1. 13–24. 2010.
- Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм. Перевод с англ. второго издания “URSI Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction”. Ред. Н.В. Медникова. М.: Наука. 342 с. 1978.
- Шубин В.Н., Деминов М.Г. Глобальная динамическая модель критической частоты F2-слоя ионосферы // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 59. № 4. С. 461–473. 2019.
- Bilitza D., Altadill D., Truhlik V., Shubin V., Galkin I., Reinisch B., Huang X. International Reference Ionosphere 2016: from ionospheric climate to real-time weather predictions // Space Weather. V. 15. P. 418–429. 2017. <https://doi.org/10.1002/2016SW001593>
- Maslin N.M. HF Communication: A System Approach. Pitman Publishing. 240 p. 1987.
- Verhulst T., Altadill D., Mielich J. et al. Vertical and oblique HF sounding with a network of synchronized ionosondes // Adv. Space Res. V. 60. I. 8. P. 1644–1656. 2017. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.06.033>

УДК 523-62,59

ЯВЛЕНИЯ ГИСТЕРЕЗИСА ВО ВЗАИМОСВЯЗИ ЖЕСТКОСТИ ОБРЕЗАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ПАРАМЕТРОВ МАГНИТОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ БУРИ 15 МАЯ 2005 г.

© 2023 г. О. А. Данилова¹, *, Н. Г. Птицына¹, **, М. И. Тясто¹, ***

¹Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (СПбФ ИЗМИРАН), Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: md1555@mail.ru

**e-mail: nataliaptitsyna@ya.ru

***e-mail: mtyasto@mail.ru

Поступила в редакцию 06.02.2023 г.

После доработки 13.03.2023 г.

Принята к публикации 28.03.2023 г.

Вариации жесткостей обрезания космических лучей (ΔR) в зависимости от параметров солнечного ветра, межпланетного магнитного поля (ММП) и геомагнитной активности исследованы на разных фазах сильной магнитной бури 15 мая 2005 г. Найдено, что траектории ΔR , т.е. последовательные значения, которые принимает ΔR в зависимости от исследуемых параметров, во время главной фазы бури не совпадали с траекториями на восстановительной фазе, что обусловило формирование петель гистерезиса. Наиболее четкие петли гистерезиса сформированы для связи ΔR с B_z -компонентой ММП, плотностью и давлением солнечного ветра, а также Dst -индексом геомагнитной активности. Площадь петель гистерезиса увеличивается с ростом широты станции наблюдения космических лучей.

Ключевые слова: жесткость обрезания, космические лучи, солнечный ветер, магнитосфера, магнитная буря, геомагнитная активность.

DOI: 10.31857/S001679402360014X, **EDN:** OJXWJT

1. ВВЕДЕНИЕ

Жесткость геомагнитного обрезания или геомагнитный порог R космических лучей (КЛ) — это жесткость, ниже которой поток частиц обретен из-за магнитного экранирования Земли. Магнитное поле Земли, которое влияет на транспорт КЛ, обусловлено как внутренними, так и внешними источниками. Постоянное магнитное поле Земли с 1900 г. уменьшилось на ~6%, при этом скорость изменения была различна в разных регионах Земли. В работах [Гвоздевский и др., 2016; 2018] оценивалось влияние такой перестройки магнитного поля на планетарное распределение жесткостей обрезания с 1950 г., когда начались регулярные наблюдения КЛ, до настоящего времени. Было получено, что жесткости обрезания за это время уменьшились в среднем на 0.2 ГВ (–0.0028 ГВ в год). Свойства геомагнитного экрана также изменяются под воздействием внешних источников, в результате динамического взаимодействия магнитных и электрических полей солнечного ветра (СВ) с магнитосферными полями и токами. В ряде работ показано, что во время различных геомагнитных возмущений существенно меняют-

ся жесткости геомагнитного обрезания [Янчуковский и Филимонов, 2000; Leske et al., 2001; Belov et al., 2005; Kudela et al., 2008; Кравцова и Сдобнов, 2013; Янчуковский, 2017; Птицына и др., 2019; Кравцова и др., 2020]. Особенно значительные изменения в жесткостях обрезания (ΔR) происходят во время геомагнитной бури, когда в магнитосфере формируются интенсивные глобальные токовые системы: кольцевой ток, токи на магнитопаузе и в хвосте магнитосферы, а также продольные токи, что приводит к ослаблению геомагнитного экрана. Типичным ответом на магнитную бурю является значительное уменьшение жесткости геомагнитного обрезания (до $\Delta R \sim -1$ ГВ) во время главной фазы магнитной бури [Тясто и др., 2004; Белов и др., 2005; Kress et al., 2010, 2015; Adriani et al., 2016; Кичигин и др., 2017; Птицына и др., 2019]. Как правило, падение жесткостей во время главной фазы обусловлено развитием кольцевого тока. Также отмечены изменения жесткости геомагнитного обрезания в начале бури, при развитии токов на магнитопаузе. При этом может наблюдаться как увеличение, так и уменьшение жесткостей обрезания [Flueckiger et al., 1987; Belov et al., 2005; Kress et al., 2010].

Стандартным методом для получения жесткостей обрезания в магнитном поле Земли является численное интегрирование уравнения движения заряженных частиц в геомагнитном поле с учетом внутренних и внешних источников магнитного поля. Этот метод был разработан в 1960-х годах [McCracken et al., 1962; Shea et al., 1965], и с тех пор на его основе широко проводятся многочисленные исследования магнитосферных эффектов КЛ [например, Kress et al., 2010, 2015; Белов и др., 2021 и ссылки там]. Другим способом, который позволяет получить жесткости геомагнитного обрезания, является метод спектрографической глобальной съемки. Этот метод определяет жесткости геомагнитного обрезания на базе данных, полученных на мировой сети станций КЛ [Дворников и Сдобнов, 1991]. Сравнение результатов, полученных этими двумя методами, демонстрирует, в целом, их хорошее согласие, хотя найденная картина может отличаться в деталях [например, Belov et al., 2005; Птицына и др. 2019]. Интенсификация и распад токовых систем, которые контролируются поступлением в магнитосферу энергии СВ, происходят в различных режимах во время трех этапов развития геомагнитной бури (начальная, главная и восстановительная фазы). Поэтому зависимость ΔR от параметров СВ и межпланетного магнитного поля (ММП) также может отличаться на разных фазах бури [Adriani et al., 2016; Птицына и др. 2020]. Недавно мы обнаружили новое явление во время эволюции двух супербурь, осенью 2003 и 2004 г. [Птицына и др. 2021а, б]. Найдено, что траектория ΔR , т.е. последовательные значения, которые принимает ΔR в зависимости от параметров СВ, межпланетного магнитного поля и геомагнитных индексов во время главной фазы не совпадает с траекторией в восстановительной фазе, что является признаком гистерезиса. Наличие эффектов гистерезиса для других сильных магнитных бурь, оставалось под вопросом. Для исследования мы выбрали наиболее интенсивную бурю в 2005 г., произошедшую 15 мая 2005 г. Солнечные, межпланетные и геофизические условия для этой бури исследовались в ряде работ [см. Bisi et al., 2010, и ссылки там].

Цель данной работы: исследовать наличие эффектов гистерезиса во время геомагнитной бури 15 мая 2005 г., их характерных черт, а также зависимость этих эффектов от широты.

2. МЕТОД И ДАННЫЕ

Вертикальные эффективные геомагнитные пороги $R_{\text{эф}}$ были получены численным методом прослеживания траекторий частиц КЛ в геомагнитном поле [McCracken et al., 1962; Shea et al., 1965]. Для расчета геомагнитных порогов необходимо задать магнитное поле, которое обычно описывается какой-либо моделью [Shea et al.,

1965]. В данной работе была использована модель $Ts01$, которая построена по базе данных измерений магнитного поля на спутниках в период 37 геомагнитных бурь с $Dst \leq -65$ нТл [Tsyganenko et al., 2002a, b]. Для описания сильных бурь была разработана также модель $Ts04$ [Tsyganenko and Sitnov, 2005]. Однако наш анализ, проведенный в [Тясто и др., 2008; Tyasto et al., 2013], показал, что модель $Ts01$ лучше, чем $Ts04$ описывает магнитосферные эффекты во время больших бурь.

Все результаты расчетов $R_{\text{эф}}$ получены на определенный момент времени (почасовые значения) и учитывают характерные особенности магнитосферы и внутреннего магнитного поля Земли в данный момент времени. Для того чтобы рассчитать магнитное поле от внутренних источников, в модели $Ts01$ используется представление главного магнитного поля Земли в виде разложения по сферическим гармоническим функциям; значения на момент бури приводятся при помощи векового хода.

Жесткости обрезания “в спокойное время”, получены как среднее арифметическое почасовых значений за эти сутки. Значения $R_{\text{эф}}$ были определены для следующих станций: Токио (35.75° N, 139.72° E), Алма-Аты (43.20° N, 76.94° E), Рим (41.90° N, 12.52° E), Иркутск (52.47° N, 104.03° E), Ньюарк (39.70° N, 75.75° W), Москва (55.47° N, 37.32° E), Хобарт (42.90° S, 147.33° E). Станции выбирались таким образом, чтобы они в спокойное время охватывали основную область пороговых жесткостей R , подверженных влиянию геомагнитного поля: Токио – 11.01 ГВ, Алматы – 6.17 ГВ, Рим – 6.08 ГВ, Иркутск – 3.25 ГВ, Ньюарк – 2.27 ГВ, Москва – 2.13 ГВ, Хобарт – 1.8 ГВ. Значения $\Delta R_{\text{эф}}$ определялись как разности между почасовыми значениями $R_{\text{эф}}$ за 15 мая 2005 г. и средними значениями жесткости в течение спокойного дня 10 июня 2004 г.

Данные о параметрах СВ (плотность N , скорость V , давление P), ММП (полное поле B , компоненты B_z и B_y), индексах геомагнитной активности (K_p и Dst) за каждый час 15 мая 2005 г. взяты из базы OMNI (на 2007 г.) взяты на сайте (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>).

3. ВАРИАЦИИ ЖЕСТКОСТЕЙ ГЕОМАГНИТНОГО ОБРЕЗАНИЯ КЛ

На рис. 1а приведены рассчитанные вариации жесткостей обрезания $\Delta R_{\text{эф}}$ рассчитанные для семи исследуемых станций: Токио, Алматы, Рим, Иркутск, Ньюарк, Москва и Хобарт. На рис. 1б–1ж показаны вариации некоторых параметров межпланетной среды и геомагнитного возмущения во время магнитной бури: полное межпланетное магнитное поле B ; B_y - и B_z -компоненты ММП;

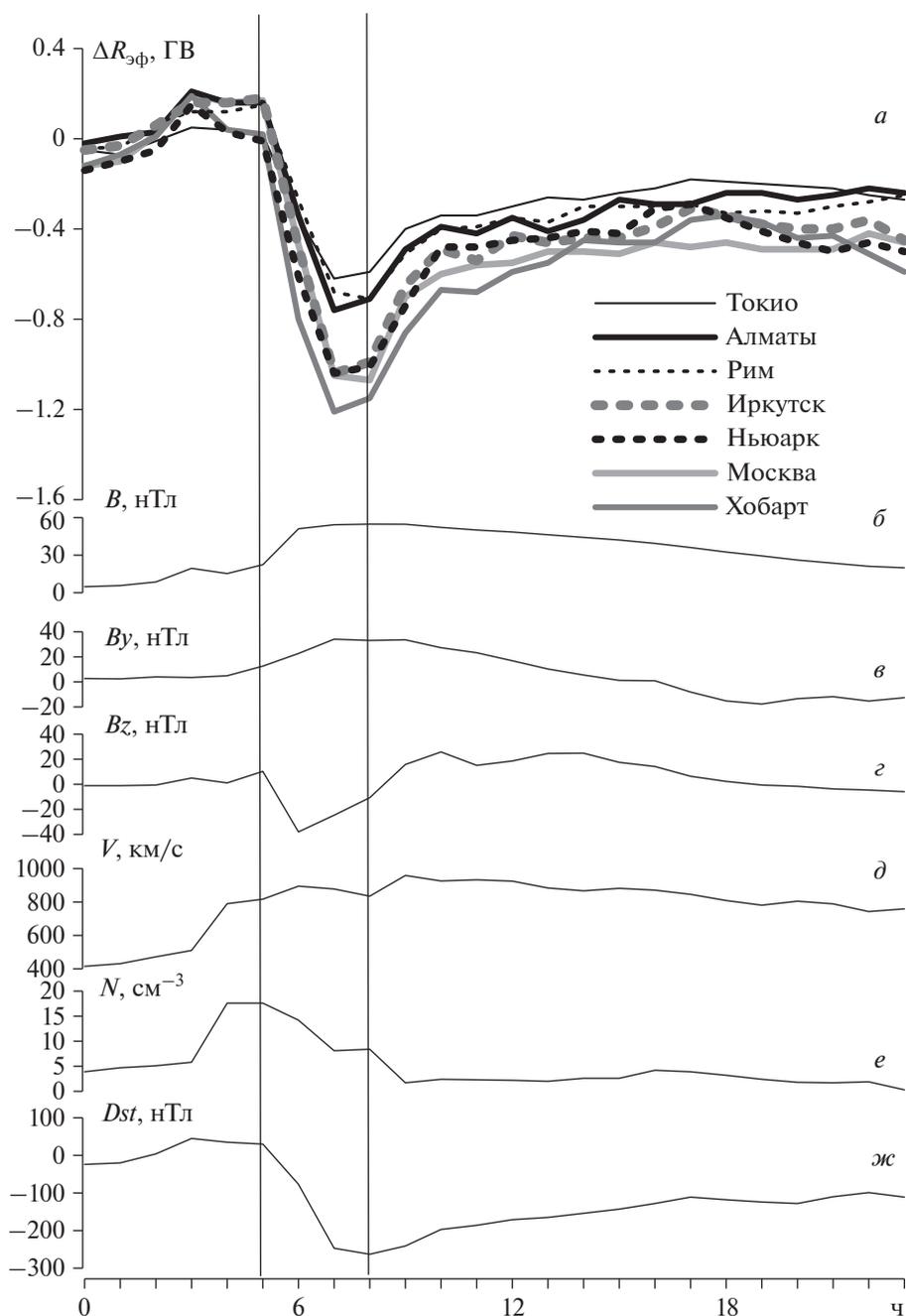


Рис. 1. Вариации жесткостей обрезания $\Delta R_{эф}$ на разноширотных станциях КЛ, а также параметров СВ, межпланетного магнитного поля и геомагнитной активности 15 мая 2005 г. Начало и конец главной фазы отмечены вертикальными линиями.

скорость V и плотность N СВ, а также Dst -индекс геомагнитной активности.

Начало бури отмечено внезапным увеличением N в 03:00 UT, главная фаза началась в ~05:00 UT с момента поворота B_z к Югу и с начала падения Dst -индекса, который достиг минимального значения -263 нТл в 08:00 UT, после чего началась фаза восстановления. Начало и

конец главной фазы отмечены на рис. 1 вертикальными линиями.

Видно, что в общих чертах кривые значений $\Delta R_{эф}$ следуют за изменениями Dst . Это свидетельствует о том, что в $\Delta R_{эф}$ основной вклад вносит кольцевой ток. Во время главной фазы происходит уменьшение значений $\Delta R_{эф}$, которое варьирует от -0.6 ГВ до -1.1 ГВ на разных станциях. Мак-

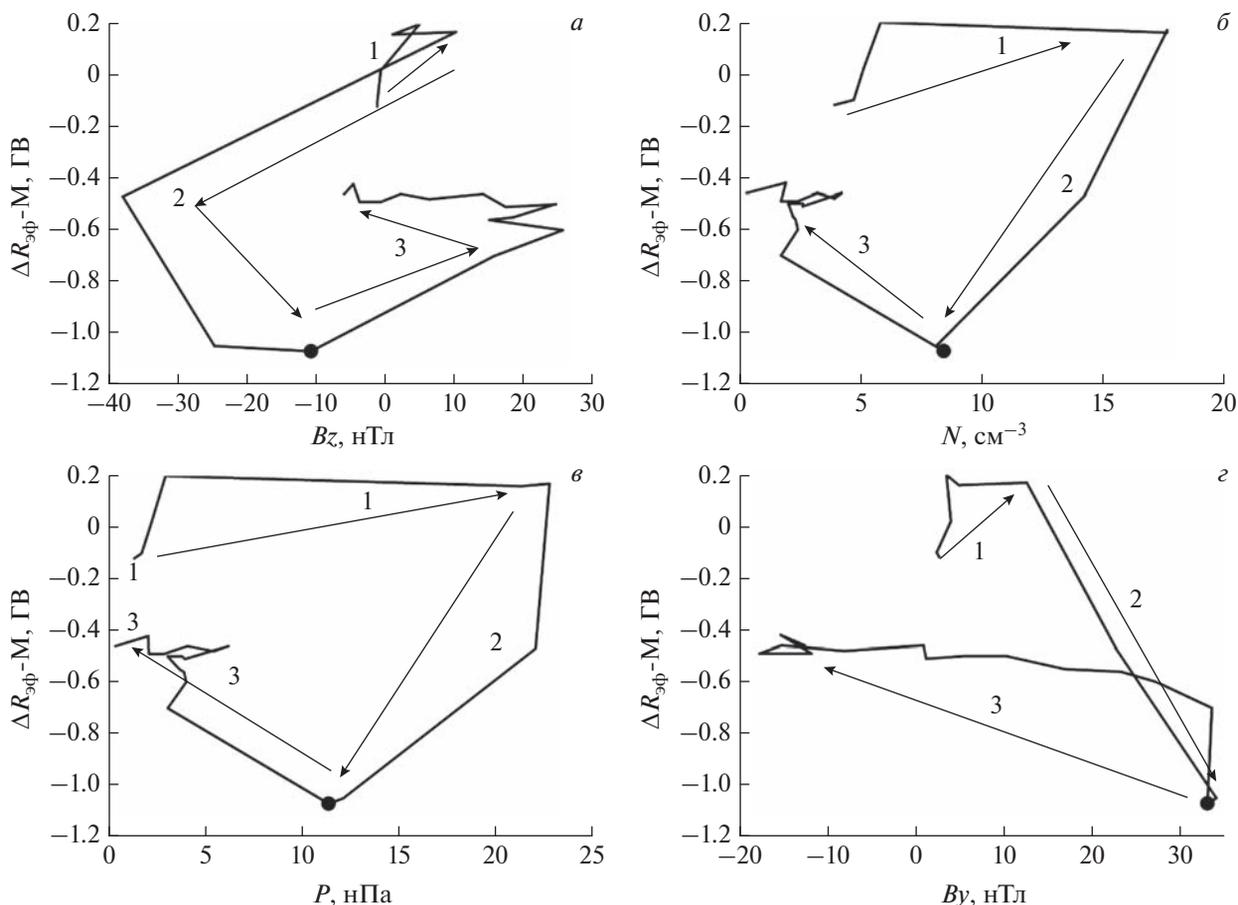


Рис. 2. Взаимосвязь $\Delta R_{эф}$ на ст. Москва с параметрами геомагнитной активности, ММП и СВ. Три фазы бури: (1) – предварительная, (2) – главная, (3) – восстановительная. Стрелками указано направление течения времени при развитии бури. Черный кружок указывает момент максимума бури, который совпадает с концом главной фазы.

симальное падение отмечено на станции Москва в момент максимума бури. При этом отмечается широтный эффект: значения $\Delta R_{эф}$ убывают с возрастанием широты станции наблюдения.

4. ЭФФЕКТЫ ГИСТЕРЕЗИСА

Результат анализа взаимосвязи между жесткостями обрезания $\Delta R_{эф}$ и параметрами гелио- и магнитосферы для станции Москва приведен на рис. 2 в виде диаграммы зависимости $\Delta R_{эф}$ от одного из исследуемых параметров. На рисунке стрелками отмечены зависимости различных пар ΔR –параметр на начальной, главной и восстановительной фазах бури. Направление времени протекания процессов указано стрелками, черными кружками отмечен минимум Dst . Видно, что кривая зависимости значений $\Delta R_{эф}$ от одного из аргументов (B , V_z , V_y , N , P , V , Dst , и Kp) характеризуется двумя ветвями: нисходящая ветвь (начальная и главная фазы бури) и восходящая (восстановительная). На нисходящей ветви геомагнитный порог уменьшается, на восходящей

увеличивается. Рис. 2а демонстрирует неоднозначность связи переменных $\Delta R_{эф}$ и V_z . Траектория ΔR , т.е. последовательные значения, которые принимает ΔR в зависимости от параметров V_z во время главной фазы (2) существенно образом не совпадает с траекторией на восстановительной фазе (3), формируется широкая петля гистерезиса. Такого же типа широкие петли гистерезиса характерны и для связи с N и P . Траектории на диаграммах ΔR – V_y (см. рис. 2г), ΔR – B (см. рис. 2д) и ΔR – V (см. рис. 2е) носят более запутанный характер. Можно видеть, что траектории восходящей и нисходящей ветви пересекают друг друга и они сильно разомкнуты, т.е. наблюдается лишь подобие гистерезиса. Диаграммы связи ΔR с геомагнитными индексами Dst и Kp формируют узкую петлю гистерезиса.

Конфигурация петли определяется степенью симметрии/асимметрии процесса, вызывающего гистерезис [Серенсен и др., 1975; Атабеков, 2009]. Можно предположить, что разница в форме петель обусловлена различной асимметрией цикли-

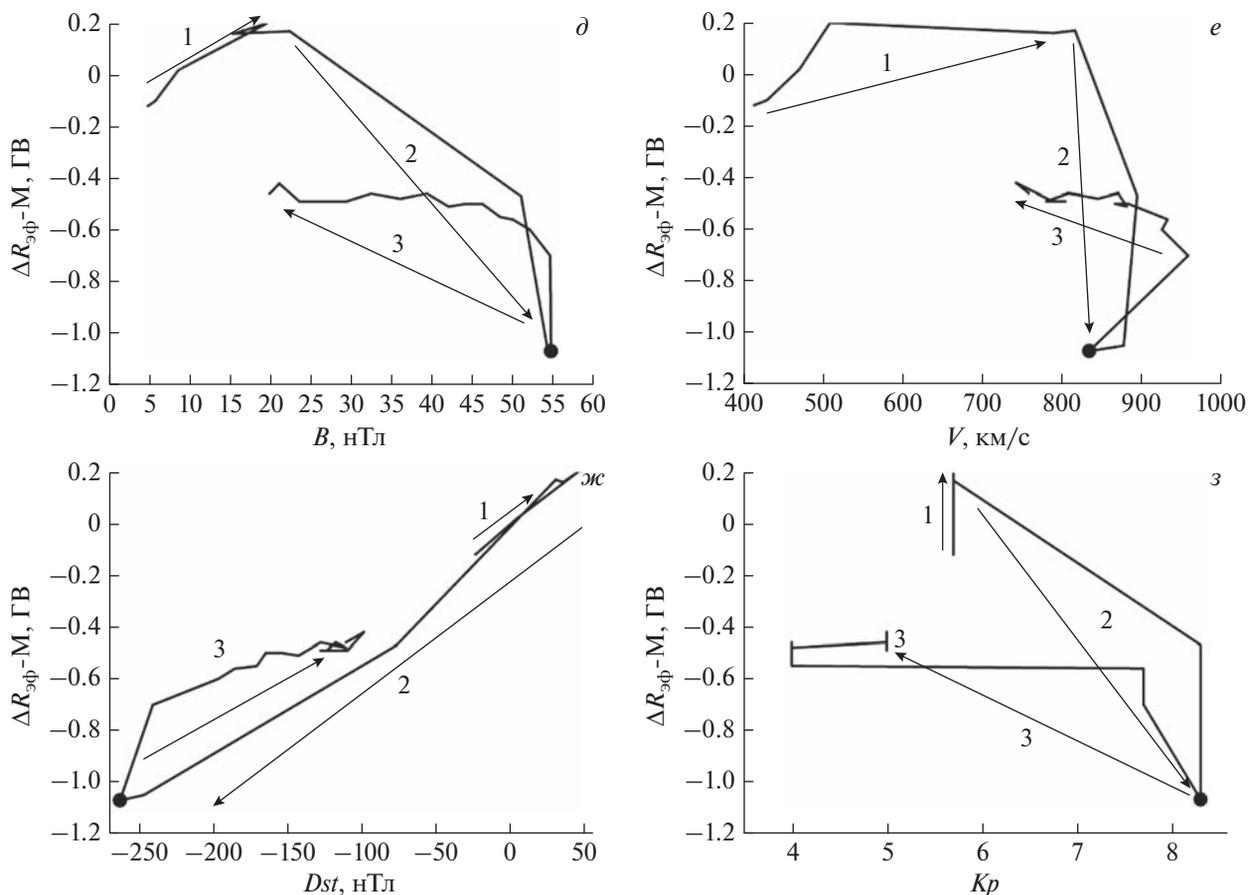


Рис. 2. Окончание.

ческих изменений исследуемых параметров геомагнитосферы в процессе эволюции бури.

На рис. 1а виден широтный эффект в вариациях геомагнитных порогов $\Delta R_{эф}$. Чтобы исследовать, как широтный эффект проявляется в явлениях гистерезиса, мы построили диаграммы связи для всех исследуемых станций КЛ. Для всех станций петли гистерезиса в зависимости от каждого параметра магнитосферы (не показаны здесь) получаются аналогичными тем, которые показаны на рис. 2, т.е. как на станции Москва. Чтобы не перегружать рисунок, на диаграммах приведены петли гистерезиса, наблюдаемые на четырех станциях: Токио, Алматы, Москва и Хобарт. Для иллюстрации на рис. 3а–3в приведены диаграммы связи $\Delta R_{эф}$ с параметрами Dst , Bz , и N , которые формируют наиболее четкие петли гистерезиса.

На рисунках 3а–3в видно, что нижняя точка петли гистерезиса смещается вниз по оси ординат с переходом от низкоширотных станций, для которых в спокойное время наблюдаются высокие жесткости обрезания R (Токио, Алматы) к станциям с низкими жесткостями обрезания (Москва, Хобарт). Петли гистерезиса для станций Рим, Ир-

кутск и Ньюарк располагаются между петлями для станций Токио и Хобарт. Видно, что площадь петель гистерезиса $\Delta R_{эф}$ (Dst , Bz и N) увеличивается с ростом R (снижением широты). Для остальных параметров СВ и магнитосферы (не показаны здесь) наблюдается аналогичная зависимость $\Delta R_{эф}$ от R (т.е. от широты).

Следует отметить, что площадь петли гистерезиса пропорциональна количеству энергии, которая теряется (переходит в тепло через диссипативные процессы) в ходе цикла гистерезиса [Красносельский и Покровский, 1983]. Таким образом, тот факт, что петля гистерезиса растягивается при переходе к более высоким широтам, т.е. ее площадь становится больше, свидетельствует, о том, что в данном случае могут действовать дополнительные диссипативные процессы, связанные с высокоширотными токовыми системами.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С началом главной фазы магнитной бури 15 мая 2005 г. наблюдалось уменьшение геомагнитных порогов на всех семи выбранных для анализа станциях КЛ. На ст. Москва падение достигло

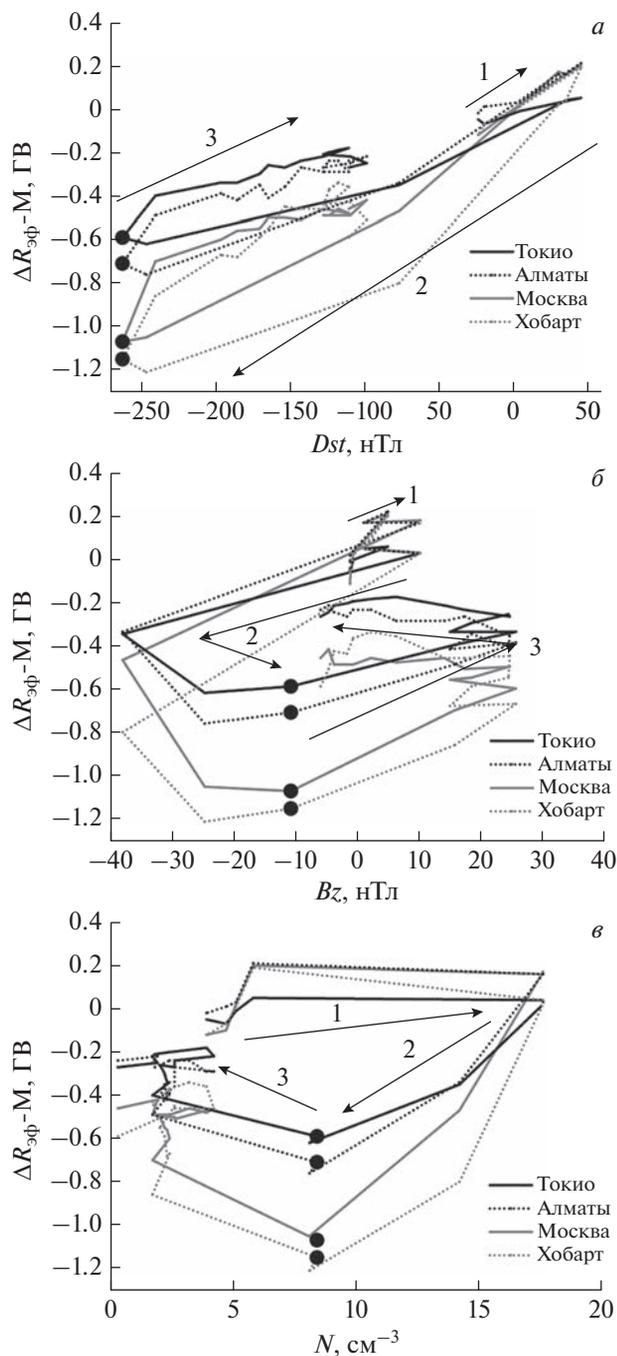


Рис. 3. Петли гистерезиса для зависимости $\Delta R_{эф}$ от Dst , Vz , N , для разноширотных станций. Фазы бури: (1) – предварительная, (2) – главная, (3) – восстановительная. Черным кружком отмечен максимум бури.

максимума в минимуме Dst -индекса и составило -1.1 ГВ. После этого с наступлением восстановительной фазы началось увеличение порогов. Однако уменьшение и последующее увеличение порогов в зависимости от изменения параметров СВ и магнитосферы происходило по разным траекториям, которые в результате сформировали пет-

ли гистерезиса. Наиболее четкие петли гистерезиса образованы зависимостями $\Delta R_{эф}$ от Vz , N и Dst . С уменьшением жесткости обрезания станции в спокойное время (увеличением широты) площадь петли гистерезиса увеличивается.

Площадь полученного в нашей работе гистерезиса, вероятно, определяет ту часть энергии СВ, поступающей в магнитосферу, которая теряется во время эволюции магнитной бури. Механизм гистерезиса геомагнитных порогов во время магнитной бури неизвестен. Вероятно, полученный гистерезис обусловлен асимметрией циклических изменений в конфигурации геомагнитосферы в процессе эволюции бури – резкое искажение ее в главной фазе и последующее восстановление. Накопление энергии на главной фазе бури при развитии кольцевого тока, который является основным драйвером бури, и ее последующее высвобождение на восстановительной фазе происходило не симметрично. Другие токовые системы, которые развиваются и затухают на разных временных масштабах, также могли вносить асимметричный вклад в процесс развития бури.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят создателей OMNI (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>) за возможность воспользоваться данными, а также двух анонимных рецензентов за полезные замечания.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Атабеков Г.И. Теоретические основы электротехники. Линейные электрические цепи. СПб.: Лань, 592 с. 2009.
- Белов С.М., Зобнин Г.И., Янке В.Г. Калькулятор жесткостей геомагнитного обрезания космических лучей и траекторий их движения // Изв. РАН. Сер. Физич. Т. 85. № 11. С. 1637–1641. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0367676521110065>
- Гвоздевский Б.Б., Белов А.В., Гущина Р.Т., Ерошенко Е.А., Данилова О.А., Янке В.Г. Особенности долговременных изменений жесткостей геомагнитного обрезания космических лучей наклонных направлений // Proc. XLI Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena”. Apatity. С. 80–83. Polar Geophysical Institute. 2018. <https://doi.org/10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.80-83>
- Гвоздевский Б.Б., Абуни А.А., Кобелев П.Г., Гущина Р.Т., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке В.Г. Магнитосферные эффекты космических лучей. I. Долговременные изменения жесткостей геомагнитного обрезания для станций мировой сети нейтронных мониторов // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 56. № 4. С. 411–422. 2016.
- Дворников В.М., Сдобнов В.Е. Модификация метода спектрографической глобальной съемки для изучения вариаций планетарной системы жесткостей геомаг-

- нитного обрезания // Изв. АН СССР. Сер. Физ. Т. 55. № 10. С. 1988–1991. 1991.
- *Кичигин Г.Н., Кравцова М.В., Сдобнов В.Е.* Параметры токовых систем в магнитосфере по данным наблюдений космических лучей в период магнитной бури в июне 2015 г. // Солнечно-земная физика. Т. 3. № 3. С. 15–19. 2017.
<https://doi.org/10.12737/szf-33201702>
- *Кравцова М.В., Сдобнов В.Е.* Спорадические события в космических лучах в первой половине 2012 г. // Солнечно-земная физика. Вып. 23. С. 58–63. 2013.
- *Кравцова М.В., Олемской С.В., Сдобнов В.Е.* Космические лучи в период Форбуш - эффектов в марте 1989 г. и в марте 1991 г.: спектры вариаций, анизотропия и вариации жесткости геомагнитного обрезания // Геомагнетизм и аэрономия. 2020. Т. 60. № 4. С. 448–456. 2020.
<https://doi.org/10.31857/S0016794020040082>
- *Красносельский М.А., Покровский А.В.* Системы с гистерезисом. М.: Наука, 271 с. 1983.
- *Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И., Сдобнов В.Е.* Влияние параметров солнечного ветра и геомагнитной активности на вариации жесткости обрезания космических лучей во время сильных магнитных бурь // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 5. С. 569–577. 2019.
<https://doi.org/10.1134/S0016794019050092>
- *Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И.* Корреляция жесткости обрезания космических лучей с параметрами гелиосферы и геомагнитной активности на разных фазах магнитной бури в ноябре 2004 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 3. С. 281–292. 2020.
<https://doi.org/10.31857/S0016794020020145>
- *Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И.* Явления гистерезиса в жесткости обрезания космических лучей во время супербури 7–8 ноября 2004 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 4. С. 418–427. 2021а.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021040131>
- *Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И., Сдобнов В.Е.* Динамика жесткости обрезания космических лучей и параметров магнитосферы во время различных фаз бури 20 ноября 2003 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 2. С. 160–171. 2021б.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021010120>
- *Серенсен С.В., Когаев В.П., Шнейдерович Р.М.* Несущая способность деталей машин. М.: Машиностроение. 354 с. 1975.
- *Тясто М.И., Данилова О.А., Вернова Е.С., Птицына Н.Г., Дворников В.М., Сдобнов В.Е., Ючки Н., Паризи М., Виллорези Дж.* Жесткости обрезания космических лучей в период магнитных бурь: сравнение магнитосферных моделей // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 44. № 3. С. 296–302. 2004.
- *Тясто М.И., Данилова О.А., Дворников В.М., Сдобнов В.Е.* Отражение параметров солнечного ветра в жесткости геомагнитного обрезания космических лучей в период сильной магнитной бури в ноябре 2003 // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 48. № 6. С. 723–740. 2008.
- *Янчуковский В. Л., Филимонов Г. Я.* Результаты многоканальной регистрации космических лучей нейтронным монитором // Изв. РАН. Сер. Физич. Т. 63 №2 С. 409–412. 2000.
- *Янчуковский В.Л.* Параметры магнитосферы по данным наземного мониторинга космических лучей // Интерэкспо геосибирь. Т. 4. № 1. С. 210–214. 2017.
- *Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.N., Bellotti R. et al.* PAMELA's measurements of geomagnetic cutoff variations during the 14 December 2006 // Space Weather. V. 14. № 3. 2016.
<https://doi.org/10.1002/2016SW001364>
- *Belov A., Baisultanova L., Eroshenko E., Mavromichalaki H., Yanke V., Pchelkin V., Plainaki C., Mariatos G.* Magnetospheric effects in cosmic rays during the unique magnetic storm on November 2003 // J. Geophys. Res. V. 110. A09S20. 2005.
<https://doi.org/10.1029/2005JA011067>
- *Bisi M.M., Breen A.R., Jackson B.V. et al.* From the Sun to the Earth: The 13 May 2005 coronal mass ejection // Sol. Phys. V. 265. № 1. P 49–127. 2010.
<https://doi.org/10.1007/s11207-010-9602-8>
- *Flueckiger E.O., Shea M.A., Smart D.F.* On the latitude dependence of cosmic ray cutoff rigidity variations during the initial phase of a geomagnetic storm // Proc. of the 20th Int. Conf. Cosmic Rays. 2–15 Aug 1987. Moscow. USSR. V. 4. P. 216. 1987.
- *Kress B.T., Mertens C.J., Wiltberger M.* Solar energetic particle cutoff variations during the 29–31 October 2003 geomagnetic storm // Space Weather. V. 8. S05001. 2010.
<https://doi.org/10.1029/2009SW000488>
- *Kress B.T., Hudson M.K., Selesnick R.S., Mertens C.J., Engel M.* Modeling geomagnetic cutoffs for space weather applications // JGR Space physics V. 120. № 7. P. 5694–5702. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020899>
- *Kudela K., Bucik R., Bobik P.* On transmissivity of low energy cosmic rays in the disturbed magnetosphere // J. Adv. Space Res. V. 42. № 7. P. 1300–1306. 2008.
- *Leske R.A., Mewaldt R.A., Stone E.C., von Rosenvinge T.T.* Observations of geomagnetic cutoff variations during solar energetic particle events and implications for the radiation environment at the space station // J. Geophys. Res. V. 106. P. 30011–30022. 2001.
<https://doi.org/10.1029/2000JA000212>
- *McCracken K.G., Rao U.R., Shea M.A.* The trajectories of cosmic rays in a high degree simulation of the geomagnetic field // M.I.T. Tech. Rep. 77. Lab. Nucl. Sci. and Eng., Mass. Inst. of Technol. Cambridge. 146 p. 1962.
- *Shea M.A., Smart D.F., McCracken K.G.* A study of vertical cutoff rigidities using sixth degree simulations of the geomagnetic field // J. Geophys. Res. V. 70. P. 4117–4130. 1965.
- *Tsyganenko N.A.* A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry: 1. Mathematical structure // J. Geophys. Res. V. 107. A8. P. 1176. 2002a.
<https://doi.org/10.1029/2001JA000219>
- *Tsyganenko N.A.* A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry: 2. Parametrization and fitting to observation. // J. Geophys. Res. V. 107. A8. P. 1179. 2002b.
<https://doi.org/10.1029/2001JA000220>
- *Tsyganenko N.A., Sitnov M.I.* Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms // J. Geophys. Res. V. 110. A03208. 2005.
<https://doi.org/10.1029/2004JA010798>
- *Tyasto M.I., Danilova O.A., Ptitsyna N.G., Sdobnov V.E.* Variations in cosmic ray cutoff rigidities during the great geomagnetic storm of November 2004 // Adv. Space Res. V. 51. № 7. P. 1230–1237. 2013.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.10.025>

УДК 523.985

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАНОВСПЫШЕК В МИНИМУМЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2023 г. С. А. Богачёв*

*Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН),
Москва, Россия*

*e-mail: bogachev.sergey@gmail.com

Поступила в редакцию 22.02.2023 г.

После доработки 13.03.2023 г.

Принята к публикации 28.03.2023 г.

Мы используем данные телескопа Atmospheric Imaging Assembly (AIA) на космическом аппарате Solar Dynamics Observatory (SDO) в канале 171 Å, чтобы исследовать пространственное распределение вспышек малой энергии (нановспышек). Мы исследовали два периода: 20.05.2019 с 12:00 UT до 13:00 UT и 10.05.2020 с 12:00 UT до 13:00 UT. Всего нами было найдено 87974 нановспышки со средним темпом формирования $6.0 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Для солнечных широт от 0° до 50° темп формирования нановспышек является примерно равномерным со среднеквадратичным отклонением около 25%. Нами обнаружена асимметрия в темпе формирования нановспышек в южном и северном полушариях Солнца: темп формирования нановспышек в южном полушарии был на 34–42% больше, чем в северном. В этот период такая же асимметрия наблюдалась и для обычных вспышек. Мы также обнаружили слабую зависимость темпа формирования нановспышек от солнечного цикла: число нановспышек растет при более высокой активности Солнца.

DOI: 10.31857/S0016794023600230, EDN: OJWAJX

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечные вспышки являются одним из основных проявлений солнечной активности. Хотя механизм вспышек все еще является дискуссионным, есть общее согласие, что источником их энергии является магнитное поле Солнца, точнее свободная (непотенциальная) компонента поля, связанная с токами. Исходя из таких представлений, места формирования вспышек должны примерно совпадать с областями более сильного магнитного поля и с группами солнечных пятен, что действительно наблюдается (см. например, [Abdel-Sattar et al., 2018] для обычных вспышек и [Kirichenko and Bogachev, 2017] для микровспышек).

В пространственном распределении обычных вспышек можно обнаружить различные особенности, в том числе их неоднородное распределение вдоль солнечной широты (пояса активности). Известно, что напряженность и поток магнитного поля Солнца на низких широтах, как правило, выше, чем вблизи полюсов. Так, в работе [Howard, 1974] был проанализирован период с 1967 по 1973 гг. и показано, что 95% магнитного потока в обоих полушариях Солнца находится в диапазоне широт от 0° до 40° . Так как вспышки формируются в областях сильного поля, то в их распределении также наблюдается максимум приблизительно

но в этом же диапазоне (точное положение зависит от фазы солнечного цикла; см., например, [Pandey et al., 2015]).

Вопрос о наличии или отсутствии таких особенностей в распределениях более слабых событий энергосвечения (микровспышек и, так называемых, нановспышек) пока недостаточно изучен, что связано, в числе прочего, с трудностью регистрации таких событий. Ниже в табл. 1 перечислены некоторые работы, в рамках которых проводились статистические исследования большого числа нановспышек. В ходе этих работ был с достаточной высокой точностью измерен средний темп формирования нановспышек, а также их энергетическое распределение. В то же время вопросы пространственного распределения нановспышек практически не исследовались. Характерное число исследованных событий в данных работах составляло несколько тысяч.

Существенно большее число событий (более 100 тысяч) было изучено в работе [Ulyanov et al., 2019]. Исследованные ими фрагменты Солнца, однако, были небольшими, и не позволяли сделать вывод о пространственном распределении нановспышек и его зависимости от солнечной широты.

Таблица 1. Основные работы по исследованию солнечных нановспышек с 1998 по 2022 год

Работа	Прибор (канал)	Диапазон энергий, эрг	Число событий
Berghmans et al. [1998]	EIT (304, 195)	10^{24} – 10^{27}	9187
Krucker and Benz [1998]	EIT (171/195)	10^{25} – 10^{27}	11 150
Aschwanden et al. [2000]	TRACE (171/195)	10^{24} – 10^{26}	281
Parnell and Jupp [2000]	TRACE (171, 195)	10^{23} – 10^{26}	4497
Aschwanden and Parnell [2002]	TRACE (171, 195)	10^{25} – 10^{27}	436
Ulyanov et al. [2019]	AIA (171)	10^{23} – 10^{26}	107075

Подробное исследование нановспышек было проведено Purkhart and Veronig [2022]. Авторы обработали 30 фрагментов Солнца размером $400'' \times 400''$ с 2011 по 2018 гг. и определили средний темп их формирования и энергетический спектр нановспышек на разных стадиях солнечного цикла. Ими было отмечено, что места формирования нановспышек коррелируют с областями более сильного магнитного поля. Однако выводы о наличии или отсутствии зависимости между темпом формирования нановспышек и солнечной широтой не делались.

Zavershinskii et al. [2022], предложили новый подход к детектированию нановспышек, который не позволяет измерять энергию нановспышек, но дает возможность оценить их полное число на выбранных участках солнечного диска. В качестве демонстрации возможностей метода ими был обработан достаточно большой фрагмент Солнца и, в числе прочего, было отмечено, что в пространственном распределении нановспышек не обнаружено выраженного максимума, связанного с поясом активности. В то же время вопрос, является ли данный результат случайным или характерным остался без ответа, так как иные периоды времени и иные участки Солнца не изучались.

В настоящей работе мы используем данный метод для исследования и сравнения распределения и темпа формирования солнечных нановспышек для двух периодов времени вблизи минимума солнечной активности 2019–2020 гг. Мы пытаемся ответить на вопрос, насколько стабильным является темп формирования и пространственное распределение нановспышек при их регистрации на разных солнечных широтах, а также в разные периоды времени. Мы также исследуем вопрос, существует ли асимметрия в пространственном распределении и темпе формирования нановспышек между северным и южным полушариями Солнца. Как известно, такая асимметрия, особенно вблизи минимума солнечного цикла, часто наблюдается в распределениях обычных вспышек.

Основной целью нашей работы, таким образом, является изучение широтных распределений нановспышек и наличие или отсутствие в них выраженных максимумов. Структура работы следующая. В следующем разделе мы кратко перечисляем использованные данные наблюдений и излагаем метод обработки. В разделе 3 приведены полученные результаты. В последнем разделе мы представляем заключение и делаем выводы.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Основным источником экспериментальных данных о солнечных нановспышках являются изображения короны Солнца, получаемые космическими телескопами в вакуумной УФ-области спектра (см. например, обзор [Bogachev et al., 2020]). В настоящее время наиболее детальные данные такого рода предоставляют телескопы AIA, работающие на космическом аппарате SDO. Телескопы AIA получают изображения полного диска Солнца размером 4096×4096 пикселей с угловым разрешением $0.6''$ на пиксель и временным шагом между изображениями 12 с [Lemen et al., 2012]. Для регистрации нановспышек чаще всего используют спектральный канал 171 \AA , излучение в котором формируется спектральной линией железа Fe_{IX} при температуре плазмы около 0.6 млн К, что находится в хорошем согласии с температурой плазмы в солнечных нановспышках.

Для целей настоящей работы мы выбрали и исследовали две серии изображений, полученных телескопом AIA в канале 171 \AA 20 мая 2019 г. с 12:00 UT по 13:00 UT (продолжительность серии – 1 ч; число изображений – 300) и 10 мая 2020 г. 12:00 UT по 13:00 UT (такая же продолжительность и число изображений). Оба интервала времени относятся к периоду низкой солнечной активности (первая серия была зарегистрирована примерно за полгода до нижней точки солнечного цикла; вторая – примерно через полгода, после прохождения минимума). Характерный вид Солнца в выбранной спектральной линии, а также сопоставление выбранных времен наблюдения с фазой солнечного цикла представлены на рис. 1.

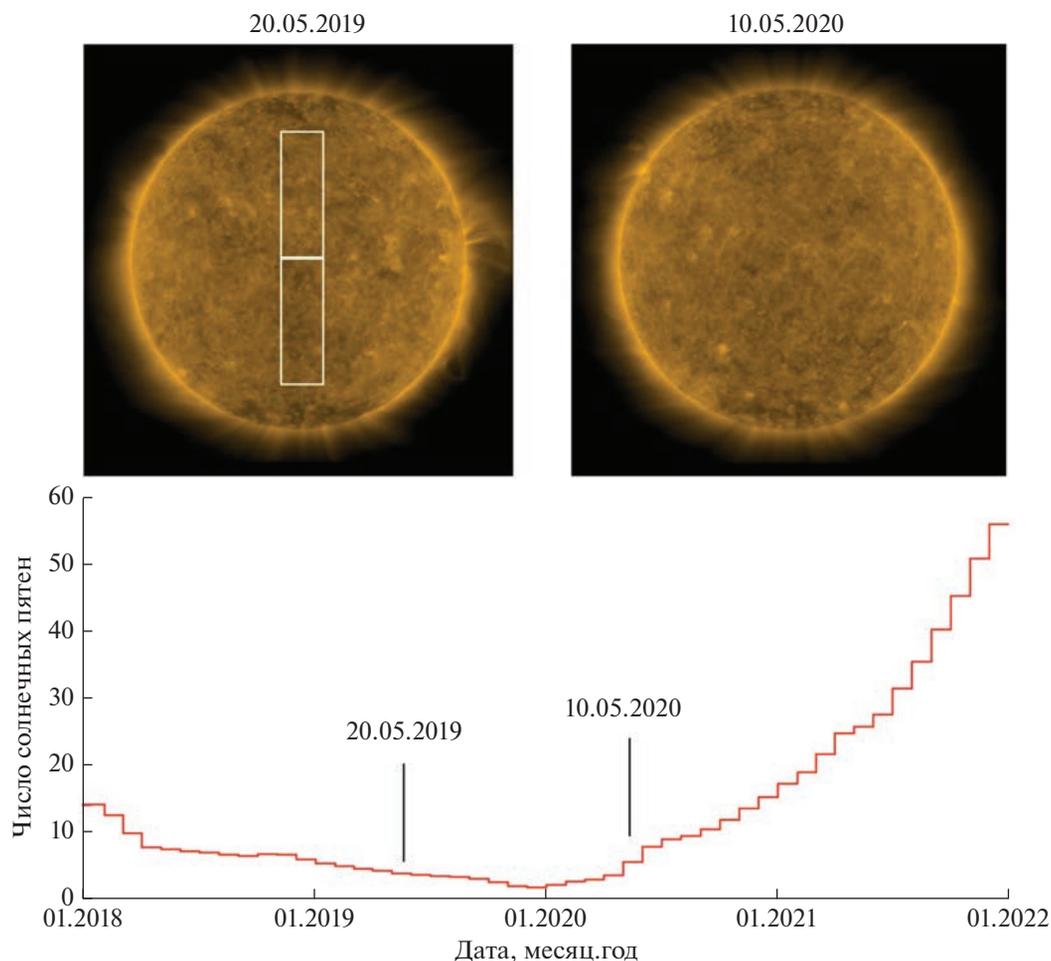


Рис. 1. Верхняя панель: слева – вид Солнца 20 мая 2019 г. (серия 1; канал AIA 171 Å); справа – то же для 10 мая 2020 г. (серия 2). Нижняя панель – сопоставление периодов наблюдения и фазы солнечного цикла. Белые прямоугольники на левом изображении Солнца – границы обработанных фрагментов.

Главным критерием при выборе периодов наблюдения было отсутствие на Солнце заметных центров активности, которые могли исказить результаты измерений.

Для исследования для каждой серии изображений было выбрано два фрагмента. Их границы показаны белыми линиями на верхней панели рис. 1. Каждый фрагмент представляет собой прямоугольную область шириной 400 и высотой 1200 пикселей. Размер фрагмента по высоте примерно соответствует диапазону широт от 0° до 50° . Фрагменты расположены симметрично относительно экватора Солнца.

Предварительная обработка изображений включала в себя их приведение к единому центру (устранение дрожания), а также удаление сигналов от заряженных частиц. Фактически, устранение дрожания не потребовалось, так как в изображениях AIA уровня 1.0, которые мы использовали, этот эффект был уже устранен, либо дрожание изначально отсутствовало. Для удаления следов

заряженных частиц, мы использовали метод, описанный в работе [Zavershinskii et al., 2022]. Согласно методу, к “плохим” относятся пиксели, в которых сигнал при переходе к следующему кадру увеличивается на величину более $(3-4)\sigma$, а на следующем кадре обратно уменьшается на величину более $(3-4)\sigma$. Метод основан на том, что заряженные частицы дают резкий всплеск только на одном кадре. Вероятность попадания двух частиц подряд в один и тот же пиксель детектора считается низкой. Некоторые авторы (например, [Purkhart and Veronig, 2022]) перед поиском нановсплесков устраняли также дифференциальное вращение Солнца. Мы однако, исходили из того, что смещение изображения за время порядка 0.5–1 мин (характерная продолжительность нановсплески) составляет примерно 0.1–0.2 пикселя. При таких малых смещениях устранение дифференциального вращения неоправданно искажает фотометрический сигнал без особого практического смысла.

Таблица 2. Сводная информация по исследованным фрагментам Солнца

Период	Фрагмент	Средняя интенсивность короны [отсчетов]	Порог DI	Число событий выше порога	Средний темп формирования нановспышек [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$]
20.05.2019 12:00–13:00 UT	N	210.48	3.92σ	16848	4.58×10^{-21}
	S	163.40	3.85σ	22586	6.13×10^{-21}
10.05.2020 12:00–13:00 UT	N	198.24	3.88σ	20015	5.43×10^{-21}
	S	178.69	3.79σ	28525	7.69×10^{-21}

Процедура поиска нановспышек, которую мы использовали, основана на преобразовании каждой серии изображений в куб данных $I_i(x, y)$, где i – номер изображения (меняется от 1 до 300), а x и y – координаты пикселя (x и y меняются от 1 до 512). Для каждой серии затем вычисляется разность по формуле

$$DI_i(x, y) = I_{i+1}(x, y) - I_i(x, y),$$

где i меняется от 1 до 299. Величина $DI_i(x, y)$ равна изменению сигнала в пикселе (x, y) при переходе от изображения с номером i к изображению с номером $i + 1$. Дальнейшая процедура поиска нановспышек проводится на основе массива DI .

Zavershinskii et al., [2022] показали, что в спокойной короне Солнца в отсутствие вспышек и иных быстропротекающих процессов основной причиной изменения сигнала на изображениях SDO/AIA 171 Å является фотонный шум. Согласно работе [Voerner P. et al., 2012], увеличение сигнала в канале AIA 171 Å на один отсчет приблизительно соответствует регистрации одного фотона. Характерный уровень сигнала в спокойной короне в минимуме активности в канале AIA 171 Å составляет 100–300 отсчетов на пиксель (т.е. 100–300 фотонов). В результате, фотонный шум должен приводить к вариациям сигнала с дисперсией $\sigma \approx 10$ –17 отсчетов, что хорошо согласуется с фактически наблюдаемыми изменениями. Дополнительным аргументом в пользу роли фотонного шума является то, что распределение DI в диапазоне до приблизительно величины 3σ является гауссовым, а величина дисперсии соответствует теоретическому значению шума, определенному из технических характеристик телескопа.

Согласно многочисленным исследованиям, распределение солнечных нановспышек (в отличие от распределения фотонного шума) имеет не нормальное, а степенное распределение. Так как при больших амплитудах сигнала, степенное распределение уменьшается много медленнее, чем экспоненциальное распределение, то при больших DI должно происходить отклонение формы спектра от распределения гаусса. Особенно заметным расхождение должно становиться, начиная с $DI >$

$> (4-5) \sigma$, когда число событий шума начинает быстро стремиться к нулю.

На верхней панели рис. 2 показан пример экспериментального распределения величины DI , полученного нами для северного фрагмента серии от 20.05.2019 г. (см. левый рис. 1 на верхней панели рис. 1). Аналогичная процедура обработки проводилась для всех фрагментов.

Хорошо видно, что в области малых значений DI экспериментальный спектр почти точно совпадает с распределением фотонного шума, однако при больших значениях DI наблюдаются существенные расхождения. Чтобы точнее определить, при каком значении DI расхождение становится существенным, мы исследовали отношение между фактически найденным числом событий и их ожидаемым числом для экспоненциального распределения (нижняя панель рис. 2). Исследование показывает, что до уровня $DI \approx 3 \sigma$, искомое отношение довольно близко к единице, а, начиная с 3σ , начинает быстро расти. В качестве порога, выше которого мы считаем возможным пренебрегать вкладом шума, мы для всех серий выбрали отношение $R = 3$, при котором вклад шума составляет не более 25%. События выше этого порога мы относим к нановспышкам. Число найденных таким способом событий, а также некоторая дополнительная информация (например, средняя интенсивность излучения короны на выбранных участках и средний темп формирования нановспышек), приведены в табл. 2.

Чтобы визуально показать, как выглядят найденные таким способом события, мы привели пример одного из них на рис. 3. Для данной нановспышки $DI = 5.86 \sigma$. На нижней панели показаны соответствующие фрагменты изображения AIA. Нановспышка имела размер от одного до нескольких пикселей и продолжительность около 36 с (наблюдалась на трех последовательных кадрах). На реальную физическую природу события указывает движение источника излучения (особенно хорошо заметно на кадрах 2 и 3). Так как фотонный шум формируется независимо в каждом пикселе, то такая согласованность по време-

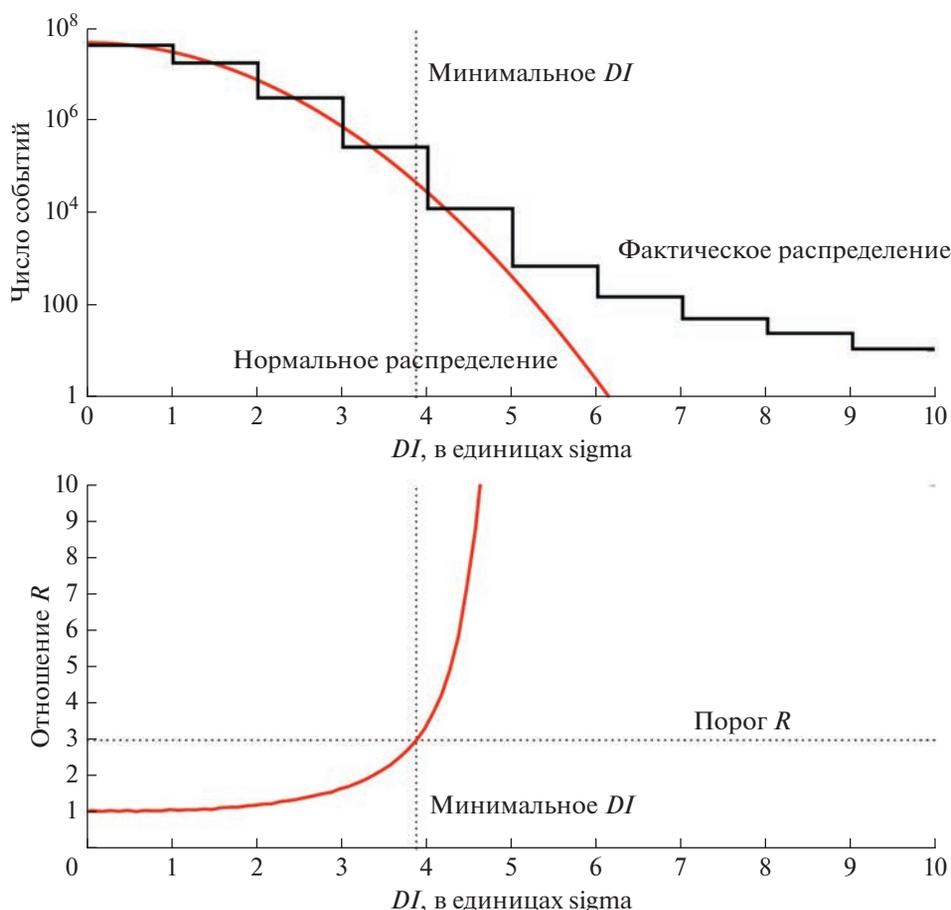


Рис. 2. Верхняя панель: экспериментальное (фактическое) распределение величины DI и нормальное распределение, соответствующее фотонному шуму. Нижняя панель: отношение фактически найденного числа событий к ожидаемому числу событий шума. Пунктирная линия на обоих изображениях – граница, выше которой число нановспышек доминирует над шумом (составляет не менее 75%).

ни случайных всплесков в разных пикселях является практически невероятной.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Основным результатом работы являются пространственные распределения нановспышек, показанные на рис. 4 для серии от 20 мая 2019 г. и на рис. 5 для серии от 10 мая 2020 г. Для каждого периода времени отдельно исследовано распределение в северном полушарии (фрагмент N) и в южном полушарии (фрагмент S). Границы изученных фрагментов показаны на нижней панели рис. 5 (изображение повернуто на 90° против часовой стрелки).

Так как размер обработанных фрагментов приблизительно соответствует диапазону по широте от 0 до 50° , то при расчете темпа формирования нановспышек требуется учитывать эффекты проекции. При удалении от экватора площадь поверхности Солнца, соответствующая одному пикселю, увеличивается – в результате темп фор-

мирования нановспышек в пересчете на один пиксель растет. Если мы направим ось x от экватора к полюсу, то увеличение темпа формирования вспышек F в зависимости от смещения от экватора x будет описываться формулой

$$F(x) = F_0 \frac{R}{\sqrt{R^2 - x^2}}.$$

Здесь R – радиус Солнца в пикселях (для исследованных изображений AIA составлял 1590 пикселей), x – смещение от экватора в пикселях (от 0 до 1200), а F_0 – темп формирования в точке $x = 0$. Полученная нами экспериментальная зависимость корректировалась соответствующим образом (умножалась на величину $F_0/F(x)$).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы провели поиск и исследование солнечных нановспышек для двух периодов наблюдения вблизи минимума солнечной активности 2019–2020 гг. Продолжительность на-

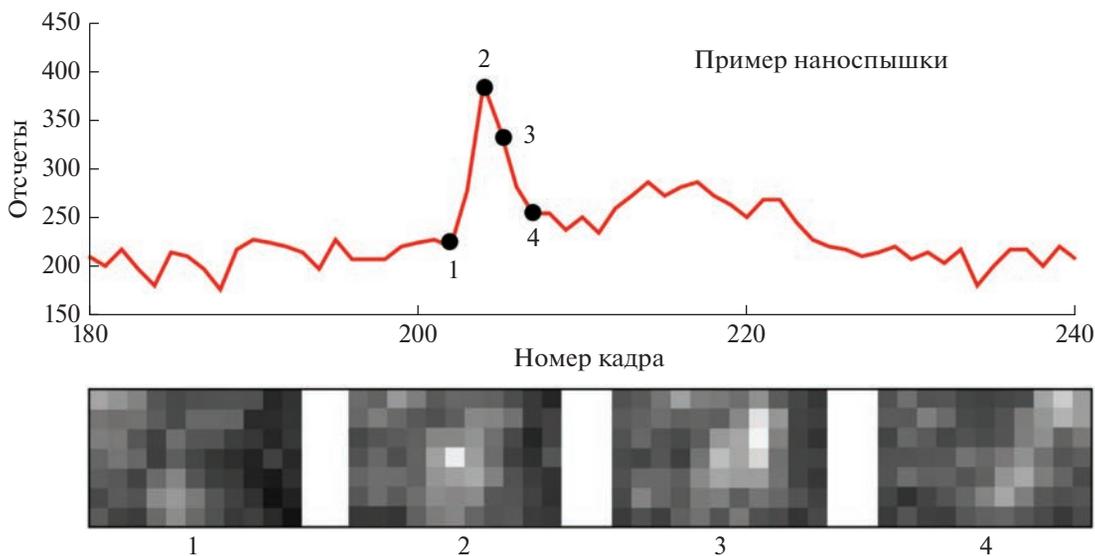


Рис. 3. Пример наноспышки, найденной изложенным в работе методом. Верхняя панель – временной профиль излучения. Нижняя панель – изображения. Соответствие между изображением и моментом времени показано цифрами от 1 до 4.

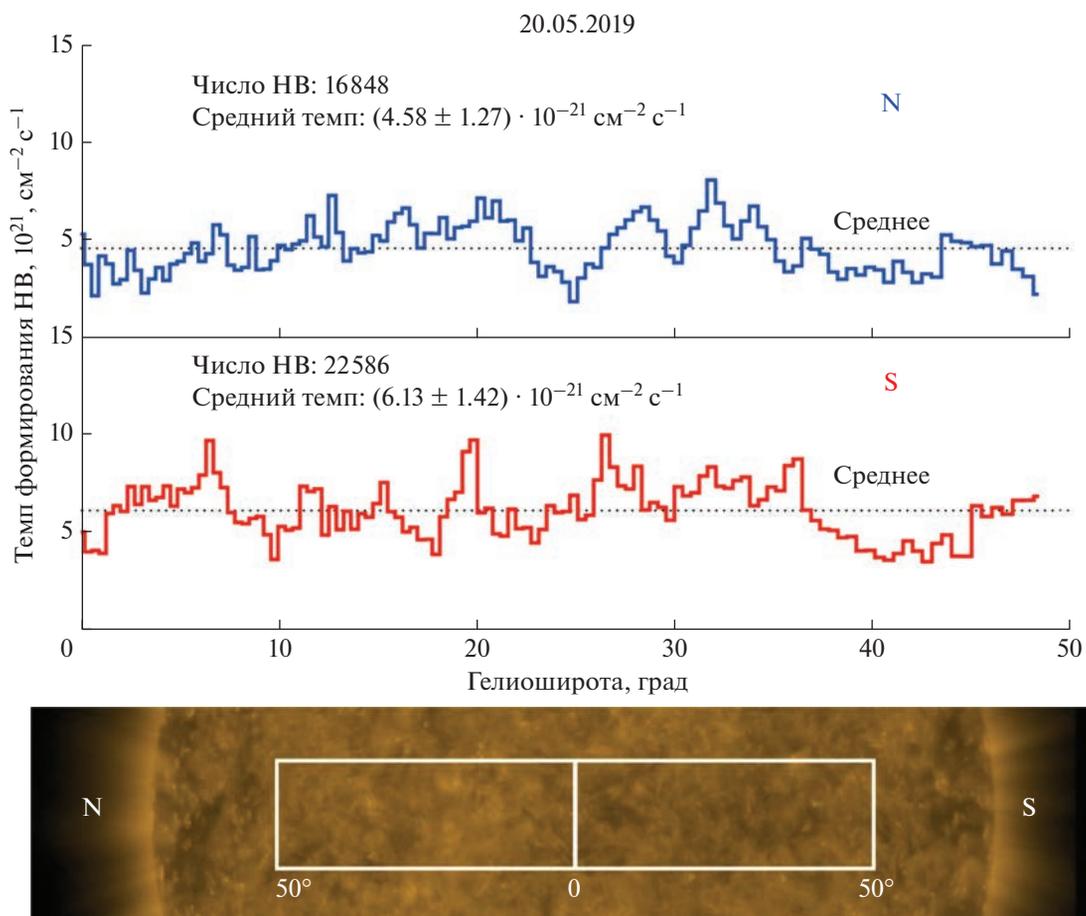


Рис. 4. Темп формирования наноспышек в зависимости от солнечной широты в диапазоне от 0° до 50° для 20 мая 2019 года с 12:00 UT по 13:00 UT. Верхний график – распределение для северного полушария. Нижний график – то же для южного полушария. Нижняя панель – границы обработанных фрагментов (изображение повернуто на 90° против часовой стрелки).

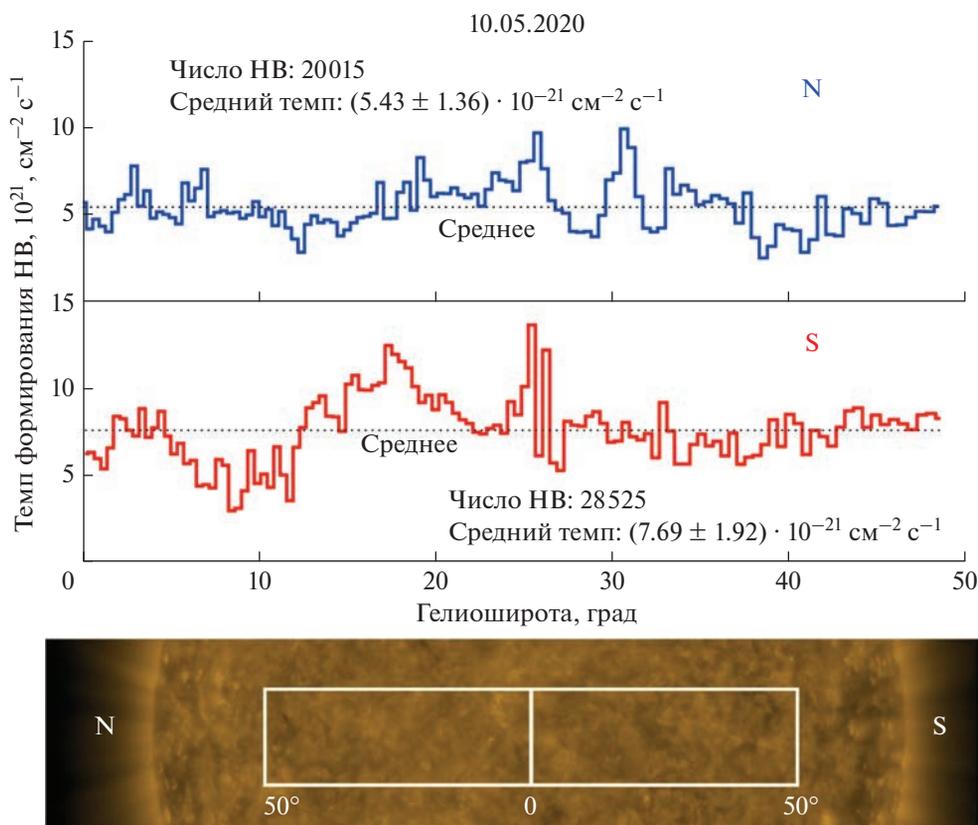


Рис. 5. То же, что и рис. 4, но для 10 мая 2020 года с 12:00 UT по 13:00 UT.

блюдения для каждого периода составила 1 ч. Размеры исследованных фрагментов: 400×1200 пикселей, что соответствует примерно $240'' \times 720''$. Всего нами было обнаружено 87974 нановспышки. Средний темп их формирования составил $6.0 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что, в целом, соответствует результатам других авторов. Так Krucker and Benz [1998] зарегистрировали 11150 событий в поле зрения $7'' \times 7''$ за интервал времени 42 мин, что соответствует темпу формирования $P \approx 4.76 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Ulyanov et al. [2019] нашли 107075 нановспышек в ходе четырех сеансов наблюдений с общей продолжительностью около 3 ч. Средний темп формирования нановспышек с учетом размера поля зрения, составил $P \approx 6.14 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Мы использовали в работе метод поиска нановспышек, предложенный в работе [Zavershinskii et al., 2022], при применении которого существенным является порог, выше которого можно пренебречь фотонным шумом. Zavershinskii et al. [2022] оценили этот порог примерно как 4σ . В данной работе мы определили его более точно: $(3.79\text{--}3.92) \sigma$ со средним значением 3.86σ .

Наиболее значимым результатом работы мы считаем исследование широтного распределения солнечных нановспышек. Согласно нашим ре-

зультатам, в диапазоне широт от 0° до 50° темп формирования нановспышек является приблизительно равномерным (без выраженного центрального максимума). Соответствующий результат был подтвержден для всех 4 фрагментов. Среднеквадратичное отклонение распределения относительно его среднего значения составило $1.50 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, т.е. 25% от среднего темпа формирования нановспышек.

Мы хотели бы дополнительно отметить следующие выявленные особенности. В обоих исследованных периодах (в мае 2019 и мае 2020 гг.) темп формирования нановспышек в южном полушарии превышал темп формирования в северном полушарии примерно на 30–40%: для мая 2019 г. $6.13 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (S) против $4.58 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (N) – разница 34%; для мая 2020 г. $7.69 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (S) против $5.43 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (N) – разница 42%. Отметим, что такая же асимметрия в темпе формирования вспышек в северном и южном полушарии наблюдалась в этот период и для обычных вспышек. На рис. 6 показано распределение по солнечной широте вспышек класса “B” и выше в 2019–2020 гг. Число вспышек в южном полушарии было примерно на 31% больше, чем в северном. Такое совпадение (в том чис-

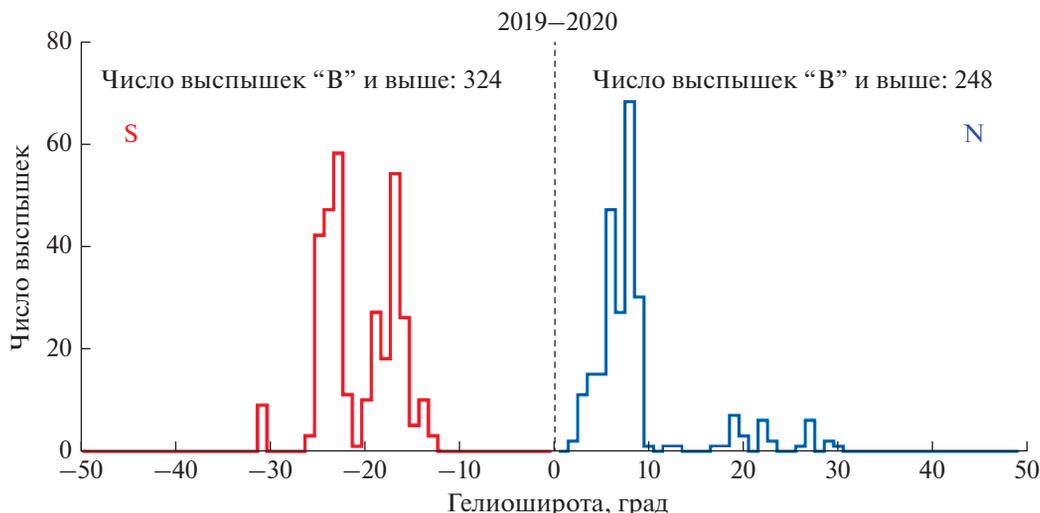


Рис. 6. Распределение по широте числа обычных вспышек (класс “В” и выше) в 2019–2020 гг.

ле количественное) в результатах для нановспышек и обычных вспышек, возможно, свидетельствует, что асимметрия в активности Солнца в северном и южном полушарии, носит универсальный характер и проявляется (в тех случаях, когда она есть) во вспышках всех энергий. Данный вывод, впрочем, носит предварительный характер и требует дополнительного исследования. Мы также отмечаем (пока просто как интересный факт), что темп формирования нановспышек, зарегистрированный в 2020 г. в условиях более высокой солнечной активности в обоих полушариях Солнца оказался выше, чем темп формирования нановспышек, зарегистрированный в 2019 г. при более низкой активности Солнца.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 21-72-10157).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– *Abdel-Sattar W., Mawad R., Moussas X.* Study of solar flares’ latitudinal distribution during the solar period 2002–2017: GOES and RHESSI data comparison // *Adv. Space Res.* V. 62. № 9. P. 2701–2707. 2018.

– *Aschwanden M.J., Tarbell T.D., Nightingale R.W., Schrijver C.J., Kankelborg C.C., Martens H.P.* Time variability of the “Quiet” sun observed with TRACE. II. Physical parameters, temperature evolution, and energetics of extreme-ultraviolet nanoflares // *Astrophys. J.* V. 535. № 2. P. 1047–1065. 2000.

– *Aschwanden M.J., Parnell C.E.* Nanoflare statistics from first principles: fractal geometry and temperature synthesis // *Astrophys. J.* V. 572. № 2. P. 1048–1071. 2002.

– *Berghmans D., Clette F., Moses D.* Quiet Sun EUV transient brightenings and turbulence. A panoramic view by EIT

on board SOHO // *Astronomy and Astrophysics.* V. 336. P. 1039–1055. 1998.

– *Boerner P., Edwards C., Lemen J. et al.* Initial calibration of the atmospheric imaging assembly (AIA) on the solar dynamics observatory (SDO) // *Sol. Phys.* V. 275. P. 41–66. 2012.

– *Bogachev S.A., Ulyanov A.S., Kirichenko A.S., Loboda I.P., Reva A.A.* Microflares and nanoflares in the solar corona // *Physics-Uspekhi.* V. 63. № 8. P. 783. 2020.

– *Howard R.* Studies of Solar Magnetic Fields. II: The Magnetic Fluxes // *Sol. Phys.* V. 38. P. 59–67. 1974.

– *Krucker S., Benz A.O.* Energy Distribution of Heating Processes in the Quiet Solar Corona // *Astrophys. J.* V. 501. P. 213–216. 1998.

– *Kirichenko A.S., Bogachev S.A.* The relation between magnetic fields and X-ray emission for solar microflares and active regions // *Sol. Phys.* V. 292. № 9. P. 120. 2017.

– *Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J. et al.* The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Sol. Phys.* V. 275. P. 17–40. 2012.

– *Pandey K.K., Yellaiah G., Hiremath K.M.* Latitudinal distribution of soft X-ray flares and disparity in butterfly diagram // *Astrophysics and Space Science.* V. 356. P. 215–224. 2015.

– *Parnell C.E., Jupp P.E.* Statistical analysis of the energy distribution of nanoflares in the quiet Sun // *Astrophys. J.* V. 529. № 1. P. 554–569. 2000.

– *Purkhart S., Veronig A. M.* Nanoflare distributions over solar cycle 24 based on SDO/AIA differential emission measure observations // *Astronomy & Astrophysics.* V. 661. P. A149. 2022.

– *Ulyanov A.S., Bogachev S.A., Reva A.A., Kirichenko A.S., Loboda I.P.* The energy distribution of nanoflares at the minimum and rising phase of solar cycle 24 // *Astronomy Letters.* V. 45. № 4. P. 248–257. 2019.

– *Zavershinskii D.I., Bogachev S.A., Belov S.A., Ledentsov L.S.* Method for searching nanoflares and their spatial distribution in the solar corona // *Astronomy letters.* V. 48. P. 550–560. 2022.

ВРАЩЕНИЕ ДОЛГОЖИВУЩЕЙ КОРОНАЛЬНОЙ ДЫРЫ В 24-м ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2023 г. О. А. Андреева¹, *, В. М. Малащук¹, **

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, пос. Научный, Крым, Россия

*e-mail: olga@craocrimea.ru

**e-mail: mvm@craocrimea.ru

Поступила в редакцию 06.03.2023 г.

После доработки 20.03.2023 г.

Принята к публикации 28.03.2023 г.

В работе обсуждаются результаты статистического исследования характеристик вращения долгоживущей гигантской корональной дыры. Исследование основано на данных наблюдений, полученных прибором Atmospheric Imaging Assembly в линии Fe XII 19.3 нм на борту космического аппарата Solar Dynamics Observatory в период с июня 2015 г. по март 2017 г. – 24 кэррингтоновских оборота. Рассмотрены отдельно четыре этапа развития корональной дыры: формирование, две фазы развитой корональной дыры и завершающая фаза. Установлено, что средняя скорость вращения на широте 40° близка к стандартной скорости в начале ($12.75^\circ/\text{сут}$) и в первой фазе максимального развития ($13^\circ/\text{сут}$); меньше – во второй фазе максимального развития ($11.7^\circ/\text{сут}$) и в конце ее существования ($12.5^\circ/\text{сут}$). Небольшое увеличение скорости на завершающем этапе связано с перестройкой корональной дыры. Согласно современным теориям, вращение солнечной короны отражает вращение подфотосферных слоев. Более высокие слои короны отражают вращение более глубоких слоев Солнца. Результаты, полученные в нашей работе, показывают, что скорость вращения гигантской корональной дыры, в максимальной фазе ее развития, больше скорости вращения диска Солнца. Возможно, это свидетельствует о том, что корональные дыры могут быть связаны с глубокими солнечными слоями через конфигурацию глобального магнитного поля и что источник образования корональных дыр находится более глубоко, чем источник фонового поля.

Ключевые слова: Солнце, корональные дыры, дифференциальное вращение, солнечная активность

DOI: 10.31857/S0016794023600412, EDN: OJWGVB

1. ВВЕДЕНИЕ

Корональные дыры (coronal holes, CHs) известны как крупномасштабные структуры в солнечной короне, характеризующиеся пониженной температурой, плотностью и “открытой” для межпланетного пространства топологией магнитного поля. Вдоль открытых силовых линий магнитного поля, плазма разгоняется до сверхзвуковых скоростей, образуя межпланетные высокоскоростные потоки солнечного ветра, выходящие за пределы нашей Солнечной системы и вызывающие геомагнитные бури всякий раз, когда они проносятся над Землей.

Хотя CHs были обнаружены уже в эпоху Скай-лэб 1973–1974 гг. и с этого времени началось их систематическое изучение [Krieger et al., 1973, Tousey et al., 1973; Glencross, 1974], источник их открытого магнитного потока и характер вращения пока остаются неясными. До сих пор ведутся споры о том, имеют ли CHs магнитные корни глубоко в зоне конвекции, индуцируется ли их от-

крытый магнитный поток истекающей плазмой солнечного ветра или их открытый магнитный поток просто состоит из обычных закрытых петель спокойного Солнца, открываемых некоторыми механизмами [Hiremath et al., 2022].

Общеизвестно, что Солнце – звезда с конвективной оболочкой и ее слои вращаются неравномерно как по широте, так и внутри нее. Для лучшего понимания солнечной активности необходимо представление о вращательной структуре слоев, как внутри, так на поверхности и в атмосфере Солнца. Скорость вращения внутренней части и поверхности связана со скоростью вращения солнечной атмосферы, особенно короны [Stepanian et al., 2007; Hiremath and Hegde, 2013]. Скорость поверхностного вращения определяется по наблюдениям углового перемещения относительно медленно изменяющихся деталей в солнечной атмосфере – таких, например, как пятна, факелы, флоккулы, темные волокна, хромосферная сетка, яркие точки, CHs и т.д. (так называемый метод трассеров) и по измерениям доплеров-

ских смещений спектральных линий в плазме на поверхности Солнца. Скорость вращения на поверхности Солнца максимальна на экваторе и уменьшается при приближении к полюсам. Скорость вращения внутри Солнца позволяет оценить гелиосейсмология. Внутри Солнца наблюдается дифференциальное вращение во внешней части конвективной зоны и почти равномерное вращение в зоне лучистого переноса. Угловая скорость вращения внутри Солнца, полученная по данным SDO/HMI [Larson and Schou, 2018] показана на рис. 1.

Переход между двумя областями называется тахоклином и находится на расстоянии примерно одной трети от поверхности Солнца.

И хотя есть согласие относительно скорости вращения в этих слоях, в то же время, с момента обнаружения СНs, нет единого мнения относительно закона скорости их вращения, вращаются ли эти образования жестко или дифференциально.

На основе обнаруженных СНs в различных спектральных линиях, и при использовании их в качестве трассеров, некоторые исследования [Shelke and Pande, 1985; Insley et al., 1995; Obridko and Shelting, 1989; Navarro-Peralta and Sanchez-Ibarra, 1994; Oghrapishvili et al., 2018] показывают, что СНs вращаются дифференциально. В большинстве других исследований [Bagashvili et al., 2017; Hiremath and Hegde, 2013; Japaridze et al., 2015; Prabhu et al., 2018; Timothy et al., 1975; Wagner, 1975, 1976] пришли к выводу, что СНs вращаются как твердое тело.

В ряде работ также исследуется характер вращения экваториальных и полярных СНs. Авторы заключают, что СНs на низких широтах вращаются дифференциально, а в приполярных областях жестко. Бадалян и др. [2006], Mancuso and Giordano [2011] обнаружили, что вращение СНs становится жестким выше $\pm 40^\circ$ широты. Используя данные SDO, авторы статьи [Bagashvili et al., 2017] статистически изучили широтное распределение скоростей вращения СНs. Оказалось, что скорость вращения СНs была равна скорости вращения тахоклина. Было высказано предположение, что магнитные поля СНs связаны с тахоклином и зонами нижней солнечной конвекции примерно на $0.71 R_\odot$ (см. рис. 1). Джапаридзе с соавторами в 2015 году по наблюдениям СНs в линии 10830 \AA за 2003–2012 гг. показали, что скорость вращения СНs составляет $13.39^\circ/\text{сут}$ и вращение жесткое по сравнению со скоростью вращения фотосферных трассеров.

Анализируя солнечные геофизические данные Obridko and Shelting [1989], исследуя корональные дыры 1978–1986 г., пришли к выводу, что СНs вращаются жестко за 2–3 года до солнечного максимума, тогда как в другие годы солнечного цикла корональные дыры вращаются по-разно-

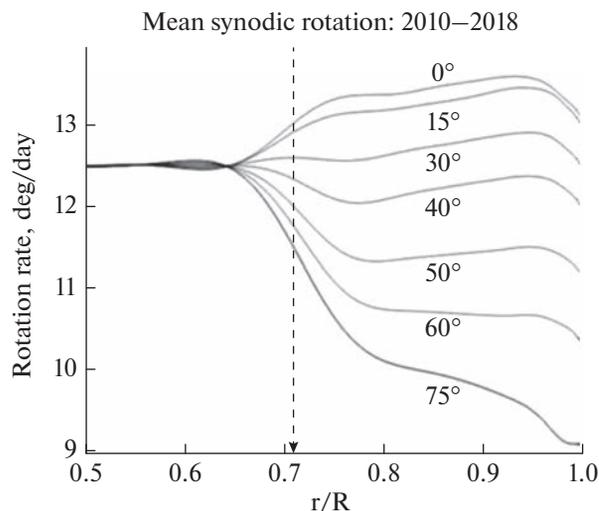


Рис. 1. Внутреннее вращение Солнца. Во внешней части конвективной зоны вращение дифференциальное, в центральной (зона лучистого переноса) — почти однородное. Область перехода между двумя зонами $0.71 R_\odot$ —тахоклин. Рисунок, адаптированный из работы [Larson and Schou, 2018].

му. Navarro-Peralta and Sanchez-Ibarra [1994] показали, что СНs вращаются медленнее во время солнечного максимума и наоборот, быстрее во время солнечного минимума. В одной из последних работ [Hiremath et al., 2022] авторы пришли к выводу: во все годы и для всех широт скорость вращения корональных дыр не зависит от солнечной активности. На экваторе 13.051 ± 0.206 , на высоких широтах 12.993 ± 0.064 , в приполярной области $12.999 \pm 0.329^\circ/\text{сут}$.

В целом, можно считать твердо установленным, что угловая скорость вращения в среднем уменьшается с широтой и глубиной; при этом она получается несколько различной при определении по различным образованиям солнечной активности. Многочисленные исследования показали, что дифференциальное вращение в короне менее выражено, чем на фотосфере.

СНs играют важную роль в формировании структуры межпланетной среды на протяжении всего цикла солнечной активности но, особенно, на ветви спада и во время его минимума. В эти периоды сложность магнитного поля на поверхности Солнца уменьшается, и униполярные СНs становятся доминирующим фактором в определении геомагнитной активности [Cranmer, 2009]. Следует отметить, что в этой фазе нередко наблюдают долгоживущие СНs, появляющиеся, примерно, в одном и том же месте на диске Солнца в течение многих CR подряд и остающиеся стабильными в течение этого времени [Benevolenskaya et al., 2001; Prabhu et al., 2018]. Так как эти СНs живут достаточно долго, есть возможность изу-

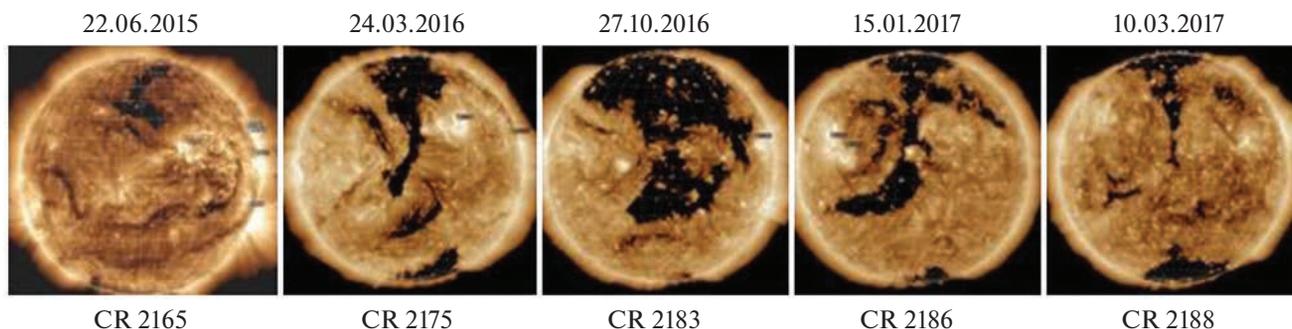


Рис. 2. Фрагменты эволюции долгоживущей коронально дыры 2015–2017 гг.

чить их вращение в разные периоды эволюции. Цель данной работы – исследование вариаций скорости вращения долгоживущей корональной дыры 2015–2017 гг. на протяжении ее эволюции.

2. ДОЛГОЖИВУЩАЯ ГИГАНТСКАЯ КОРОНАЛЬНАЯ ДЫРА 2015–2017 гг.

Настоящая работа продолжает серию работ [Андреева и др., 2018; Andreeva et al., 2018; Ахтемов и др., 2018, Andreeva and Malaschuk, 2019], посвященных исследованию эволюции и влиянию на околоземное пространство долгоживущей гигантской СН (giant coronal hole, GCH) 2015–2017 гг. На рис. 2 представлены изображения солнечного диска с GCH, полученные в линии Fe XII 19.3 нм прибором Atmospheric Imaging Assembly на борту космического аппарата Solar Dynamics Observatory (SDO/AIA) в момент ее прохождения вблизи центрального меридиана, в разные стадии развития. Напомним некоторые моменты ее эволюции.

Признаки исследуемой GCH, с резко очерченной юго-западной границей и размытой, переходящей в промежуточную область северной и западной границами первоначально были обнаружены в июне 2015 г. на широте около 25° . Через два дня, когда GCH оказалась около нулевого меридиана (CR 2165 на рис. 2), впервые были определены ее границы и площадь. В течение последующих оборотов GCH меняла свою площадь, положение и яркость.

Эволюция GCH имела три ярко выраженных этапа. В начальной стадии развития площадь GCH увеличивалась как за счет изменения внешних границ, так и за счет возникновения флюктуальных элементов, пор и активных областей. Этап формирования GCH в короне завершился через 4 кэррингтоновских оборота. При этом площадь корональной дыры в короне существенно увеличивалась, \sim в 4 раза. Затем наступает первая стадия более-менее стабильного существования GCH CR 2168–CR 2172, когда площадь с небольшими флюктуациями $\sim 30\%$ мало меняется.

После CR 2172 на уровне короны в изменении GCH наблюдался резкий спад площади, а после CR 2177 существенное ее увеличение – вторая стадия формирования GCH. Эволюция GCH сопровождалась прохождением через нее 2-х образований повышенной активности [Ахтемов и др., 2018], которые повлияли на изменение многих ее параметров. В течение трех оборотов (CR 2175–2177) уменьшение площади GCH на уровне короны сопровождалось существенной перестройкой GCH и сменой центров активных образований. Вторая стадия сформированной GCH продлилась восемь оборотов (CR 2178–2185). Максимум площади в этой фазе составил на фотосфере $S_{ph} \sim 6 \times 10^{11} \text{ км}^2$, в короне – $S_c \sim 8 \times 10^{11} \text{ км}^2$. В конце существования GCH (после CR 2185) площадь сначала быстро уменьшается в короне, становясь почти равной площади на фотосфере (CR 2188).

В ходе своей эволюции GCH занимала значительную часть северного полушария. В максимуме своего развития GCH распространилась до 30° южного полушария. Она просуществовала более двух десятков оборотов (CR 2165–2188). В это время напряженность магнитного поля значительно (почти в 19 раз) понизилась на большом участке поверхности Солнца, занимаемом GCH.

Ранее нами были получены результаты анализа изменений таких эволюционных характеристик GCH как площадь, интенсивность, напряженность магнитного поля и магнитный поток.

3. ДАННЫЕ И АНАЛИЗ

Работа основана на анализе изображений полного диска Солнца, полученных SDO/AIA в линии Fe XII 193 Å. Время существования GCH 24 CR июнь 2015–март 2017 г. В данной работе мы рассматривали 4 этапа эволюции GCH (CR 2165–2168 – зарождение, две фазы более-менее стабильного существования CR 2172–2179 и 2181–2185 и завершающий этап CR 2186–2188). В исследовании мы решали две задачи:

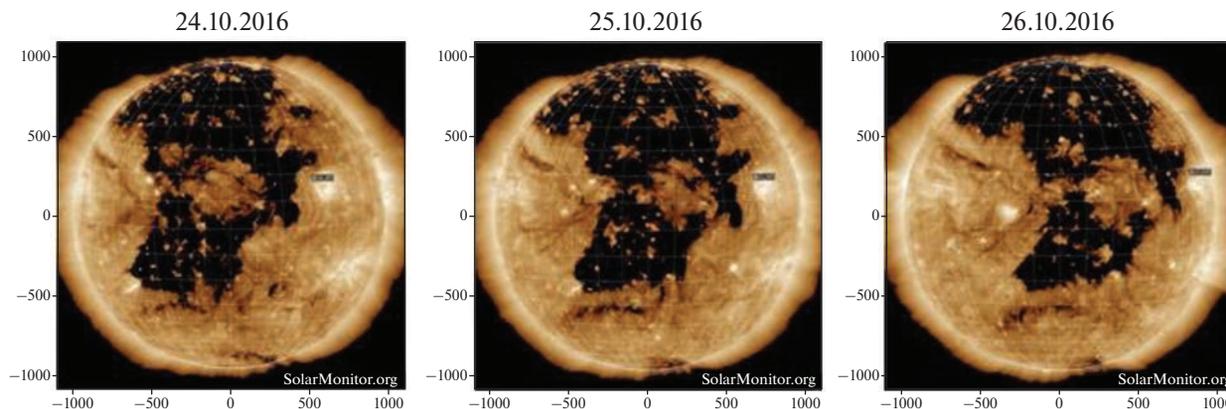


Рис. 3. Долгоживущая корональная дыра на диске Солнца в обороте CR 2183 за три последовательных дня наблюдений: 24, 25 и 26 октября 2016 г. 25 октября центр GCH был ближе всего расположен к центральному меридиану.

– Анализ смещения центра GCH на широте 40° в течение трех последовательных дней для каждого оборота.

– Анализ изменения гелиографической долготы центра GCH (L_{0_CH}) со временем и сравнение с долготой центра диска Солнца (L_0). Анализ выполнен для последовательных изображений, взятых за три дня в обороте для обоих типов данных.

Скорость вращения в каждом CR определялась по смещению границ и центра GCH на широте 40° , в течение 3-х последовательных дней, когда она находилась вблизи центрального меридиана. Изображения GCH в течении трех последовательных дней оборота CR 2183 показано на рис. 3. Во многих оборотах GCH была достаточно протяженной по долготе, и не на всех широтах ее трехдневное смещение можно было наблюдать. В некоторых оборотах ее границы оказывались за одним из лимбов. Широта 40° отвечала тем условиям, что, практически во всех оборотах, можно было определить долготы смещающихся восточных и западных границ GCH.

Несмотря на то, что уже разработано достаточно много алгоритмов отождествления CHs на изображения Солнца, в настоящее время по-прежнему отсутствуют общепринятые как определение границ CHs, так и технологии их идентификации. Главная причина этого заключается в том, что у CHs часто отсутствуют резкие границы. В нашей работе мы воспользовались разработанной нами ранее Solar Data Application (SDA) – специальной программой для проведения границ и определения гелиографических координат GCH на заданных широтах и долготах изображений Солнца в линиях HeI 10830 Å и Fe XII 193 Å. Процесс оконтуривания CHs подробно описан в работе [Andreeva et al., 2018]. Поэтому в этой статье останавливаться на алгоритме выделения GCH мы не будем.

3.1. Анализ смещения центра GCH в заданных интервалах

Для решения первой задачи были определены:

– Гелиографические координаты центра диска (L_0) для рассматриваемых моментов времени

– Гелиографические координаты центра GCH (L_{0_CH}) на широте $\varphi = 40^\circ$. В ходе решения этого пункта задачи нами были найдены:

- l_E и l_W – значения долготы для восточной (E) и западной (W) границ GCH для каждого из трех дней в обороте;
- разность $l_W - l_E$ для тех же дней – размер GCH в градусах на заданной широте для определения центра GCH (l_{C_CH});
- изменение Δl_E , Δl_W и Δl_C за сутки;
- среднее значение Δl_{C_CH} центра GCH для трех дней наблюдений вблизи L_0 в каждом обороте.

Данные обработки материала были использованы для построения графиков динамики размера (рис. 4) и суточных смещений E–W границ и центра GCH (рис. 5а–5б соответственно). На рис. 4 приведен усредненный за 3 дня размер GCH для каждого CR.

Анализируя процесс изменения ширины GCH можно заключить, что он имел несколько ярко выраженных стадий. На широте $\varphi = 40^\circ$ явно просматриваются этапы развития всей GCH. На стадии образования CR 2165–2167 и в конце ее развития CR 2186–2188 ширина GCH минимальна. Наблюдаемое в CR 2175–2176 сужение размера GCH, возможно, связано с перестройкой GCH и прохождением активного центра ниже 40° . Просматриваются также 2 стадии развитой GCH, когда ее ширина была максимальна и более-менее стабильна CR 2168–2174 и CR 2177–2185.

На панелях а, б, в рис. 5 точками обозначены смещения E–W границ и центра GCH между пер-

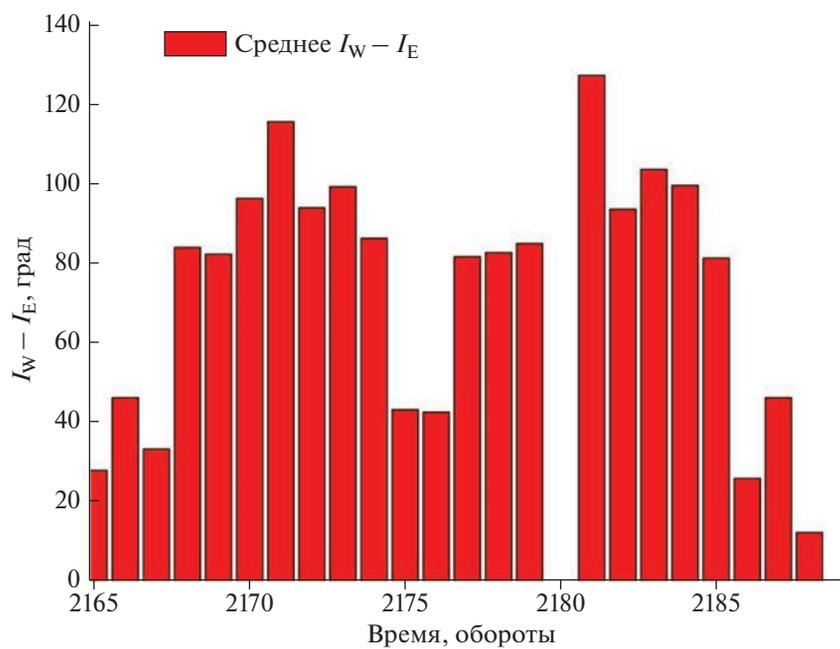


Рис. 4. Изменение поперечного размера долгоживущей корональной дыры на широте $\varphi = 40^\circ$ в процессе эволюции CR 2165–2188.

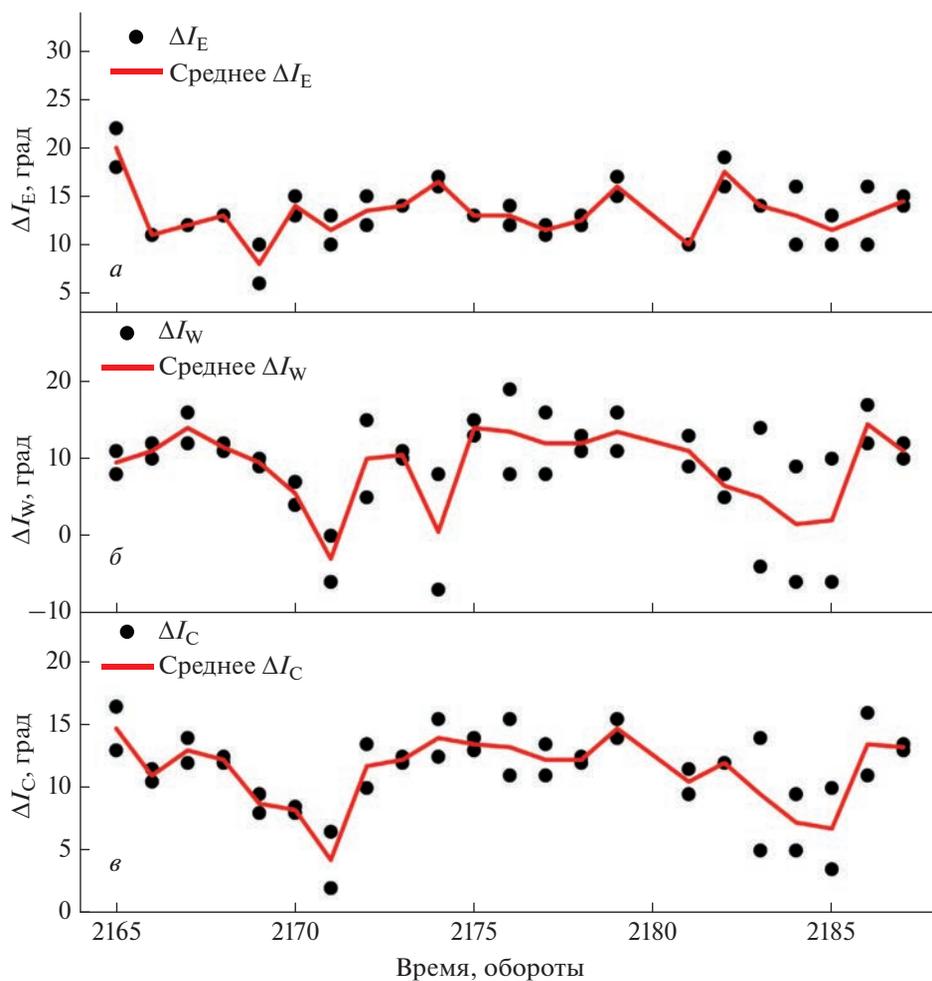


Рис. 5. Суточные смещения границ ΔI_E , ΔI_W и центра ΔI_C долгоживущей корональной дыры на широте $\varphi = 40^\circ$ на протяжении ее эволюции.

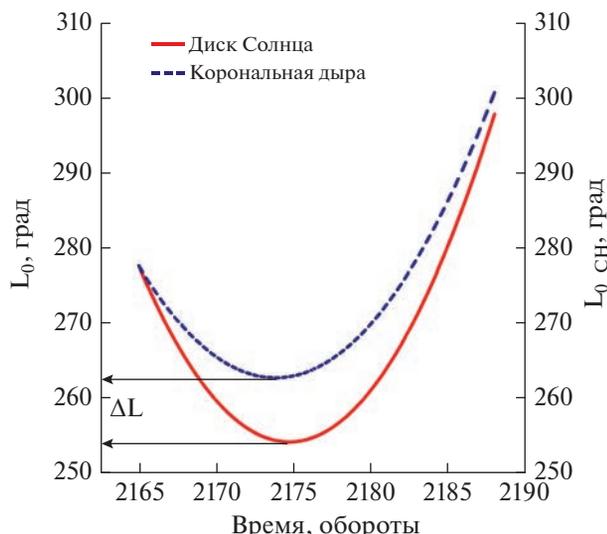


Рис. 6. Изменение географической долготы центра диска Солнца L_0 и центра долгоживущей корональной дыры $L_{0_СН}$ на широте 40° в оборотах CR 2165 – 2188.

вым—вторым и вторым—третьим днями в каждом обороте. Линиями показаны средние за два дня смещения вышеуказанных величин. Видно, что в какие-то обороты смещения между днями были минимальны, т.е. границы и центр были стабильны. И это особенно характерно для начальной стадии развития GCH для всех 3-х величин. Чего нельзя сказать о развитой GCH и особенно завершающей ее стадии. Следует также отметить, что смещение восточной границы проходило более стабильно, чем западной. Развитие активных центров рядом с GCH и внутри нее оказывали влияние на изменение E–W границ и ее центра.

Мы рассмотрели отдельно четыре стадии развития GCH: CR 2165–2168 – начальную стадию формирования, 2 этапа сформировавшейся корональной дыры CR 2172–2179 и CR 2181–2185 и завершающую фазу CR 2186–2188. Определены средние значения смещения центра GCH для каждого из четырех этапов ее развития:

- I этап: обороты 2165–2168 $\Delta l_{C_СН}$ 10.5–14.75°/сут, среднее – 12.75°/сут;
- II этап: обороты 2172–2179 $\Delta l_{C_СН}$ 11.7–14.7°/сут, среднее – 13°/сут;
- III этап: обороты 2181–2185 $\Delta l_{C_СН}$ 10.5–13°/сут, среднее – 11.7°/сут;
- IV этап: обороты 2186–2188 $\Delta l_{C_СН}$ 10–13.5°/сут, среднее – 12.5°/сут;

Полученные нами значения скорости вращения GCH на широте 40° согласуются с результатами других авторов. Бадалян и др. [2006] нашли, что стандартная скорость вращения диска Солнца в короне на широте 40° равна $\sim 12.6^\circ$ /сут. В одной из

последних работ [Hiremath et al., 2022] авторы пришли к выводу: на высоких широтах скорость вращения корональных дыр составляет $\sim 12.993^\circ$ /сут. На первом и последнем этапах развития корональной дыры скорость вращения близка к стандартной, на втором – немного больше. На третьем этапе скорость снизилась. Мы объясняем это тем, что в это время сформировавшаяся GCH достигла значительных размеров и мало менялась, особенно на этой широте. В конечной фазе развития CR 2186–2188 с GCH происходили значительные изменения, она быстро сужалась.

3.2. Изменение географической долготы центра GCH со временем и сравнение с долготой диска Солнца

Мы представили средние значения географической долготы центрального меридиана диска Солнца (L_0) и средние значения долготы центра GCH ($L_{0_СН}$) за 3 сут для каждого из оборотов в виде полиномов 2-ой степени.

Нами получено: в максимальной стадии развития GCH $L_{0_СН} = 262.5^\circ$, $L_0 = 254^\circ$, при этом $\Delta L = 8.5^\circ$ (рис. 6). Это говорит о том, что центр корональной дыры оказался раньше на нулевом меридиане, чем центр Солнца, т.е. скорость вращения GCH, в максимальной фазе ее развития, больше скорости вращения диска Солнца.

4. ВЫВОДЫ

Ранее нами были получены результаты анализа изменений таких эволюционных характеристик долгоживущей корональной дыры 2015–2017 гг. как площадь, интенсивность, напряженность магнитного поля и магнитный поток. Эта работа добавляет еще одну характеристику – вращение GCH. В результате статистического исследования характеристик вращения установлено:

– Средняя скорость вращения GCH на широте 40° близка к стандартной скорости в начальной стадии (12.75° /сут) и в первой фазе максимального развития (13° /сут); меньше – во второй фазе максимального развития (11.7° /сут). Увеличение скорости на завершающем этапе (12.5° /сут) связано с перестройкой корональной дыры.

Согласно современным теориям, вращение солнечной короны отражает вращение подфотосферных слоев. Более высокие слои короны отражают вращение более глубоких слоев Солнца. Результаты, полученные в нашей работе, показывают, что скорость вращения GCH, в максимальной фазе ее развития, больше скорости вращения диска Солнца ($\Delta L = 8.5^\circ$). Возможно, это свидетельствует о том, что CHs могут быть связаны с глубокими солнечными слоями через конфигурацию глобального магнитного поля и что источ-

ник образования СНs находится более глубоко, чем источник фонового поля.

БЛАГОДАРНОСТИ

SDO является проектом программы NASA Living With a Star. Мы благодарны команде центра Joint Science Operation Centre (JSOC) за возможность использовать данные SDO/AIA в нашем исследовании.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (НИР № 1021051101548-7-1.3.8).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов с другими исследователями в данной области.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андреева О.А., Малащук В.М., Ахтемов З.С., Жигалкин Р.К. Изменение площади и интенсивности гигантской корональной дыры // Изв. Крымск. Астрофиз. обс. Т. 114. № 1. С. 129–134. 2018.
- Ахтемов З.С., Перебейнос В.А., Штерцер Н.И. Гигантская корональная дыра 2015–2017 гг.: II магнитное поле и связь с активными образованиями // Изв. Крымской Астрофиз. обс. Т. 114. № 1. С. 123–128. 2018.
- Бадалян О.Г., Обридко В.Н., Сикора Ю. Циклические вариации дифференциального вращения солнечной короны // Астрономический журн. Т. 83. № 4. С. 352–367. 2006.
- Andreeva O.A., Akhtemov Z.S., Malashchuk V.M., Zhigalkin R.K. Study of Variations of Some Characteristics of the Giant Coronal Hole of 2015–2017 // Geomagnetism and Aeronomy. V. 58. № 8. P. 916–924. 2018.
- Andreeva O.A., Malashchuk V.M. The changing in the vertical boundaries of a giant coronal hole // AApTr, V. 31. № 2. P. 209–216. 2019.
- Bagashvili S.R., Shergelashvili B.M., Japaridze D.R. et al. Statistical properties of coronal hole rotation rates: Are they linked to the solar interior? // Astron Astrophys V. 603:A134. 2017. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630377>
- Benevolenskaya E.E., Kosovichev A.G., Scherrer P.H. Detection of high-latitude waves of solar coronal activity in extreme-ultraviolet data from the solar and heliospheric observatory EUV imaging telescope // Astrophys. J. V. 554. P. 107–110. 2001.
- Cranmer S.R. // Living Rev. in Sol. Phys. V. 6. 3. 2009. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2009-3>
- Glencross W.M. Formation of holes in the solar corona // Nature V. 250. P. 717–719. 1974.
- Hiremath K.M., Hegde M. Rotation rates of coronal holes and their probable anchoring depths // ApJ. V. 763. № 2. P. 137–148. 2013.
- Hiremath K.M., Hegde M., Varsha K.R. Rotation rate of high latitude and near polar coronal holes. 2022. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2204.04193>
- Insley J.E., Moore V., Harrison R.A. The differential rotation of the corona as indicated by coronal holes // Sol. Phys. V. 160. P. 1–18. 1995.
- Japaridze D.R., Bagashvili S.R., Shergelasvili B.M., Chargashvili B.B. Investigation of Solar Rotation Using Coronal Holes // Astrophysics. V. 58. P. 575–579. 2015.
- Krieger A.S., Timothy A.F., Roelof E.C. A coronal hole and its identification as the source of a high velocity solar wind stream // Sol. Phys., V. 29. P. 505–525. 1973.
- Larson T.P., Schou J. Global-Mode Analysis of Full-Disk Data from the Michelson Doppler Imager and the Helioseismic and Magnetic Imager // Solar Phys. V. 293. P. 2–29. 2018. <https://doi.org/10.1007/s11207-017-1201-5>
- Mancuso S., Giordano S. Differential rotation of the ultraviolet corona at solar maximum // Astrophys. J. V. 729. P. 79–86. 2011.
- Navarro-Peralta P., Sanchez-Ibarra A. An observational study of coronal hole rotation over the sunspot cycle // Solar Phys. V. 153. P. 169–178. 1994.
- Obriдко V.N., Shelting B.D. Coronal holes as indicators of large-scale magnetic fields in the corona // Sol. Phys. V. 124. 73–80. 1989.
- Oghrapishvili N. B., Bagashvili S.R., Maghradze D.A. et al. Study of the solar coronal hole rotation. // Advances in Space Research. V. 61. № 12. P. 3039–3050. 2018.
- Prabhu K., Ravindra B., Manjunath Hegde, Vijayakumar H. Doddamani. Recurring coronal holes and their rotation rates during the solar cycles 22–24 // Astrophys. Space Sci. V. 363. P. 108–118. 2018.
- Shelke R.N., Pande M.C. Differential rotation of coronal holes // Solar Phys. V. 95. P. 193–197. 1985.
- Stepanian N.N., Andryeyeva O.A., Zyelyk Ya.I. Rotation of Solar Structures in the Upper Chromosphere. II. Time Variations in the Latitudinal Distribution of the Rotation of Active Regions and Coronal Holes // Bull. of the Crimean Astrophys. Obs. V. 103. № 1. P. 48–62. 2007.
- Timothy A.F., Krieger A.S., Vaiana G.S. The structure and evolution of coronal holes // Sol. Phys. V. 42. P. 135–156. 1975.
- Tousey R., Bartoe J.D.F., Bohlin J.D. et al. A preliminary study of the Extreme Ultraviolet spectroheliograms from Skylab // Sol. Phys. 33. P. 265–280. 1973. 1985.
- Wagner W.J. Solar rotation as marked by extreme-ultraviolet coronal holes // Astrophys. J. Lett. V. 198. L141. 1975. <https://doi.org/10.1007/s10509-018-3307-0>
- Wagner W.J. Rotational characteristics of coronal holes: In: Bumba, V., Kleczek, J. (eds.) // Basic Mechanisms of Solar Activity. IAU Symposium. V. 71. P. 41–45. 1976.

ИЗОЛИРОВАННЫЕ СОБЫТИЯ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ПРИХОДОМ БЫСТРЫХ ШТОРМОВЫХ ЧАСТИЦ (ESP)

© 2023 г. Г. А. Базилевская¹, *, Е. И. Дайбог², **, Ю. И. Логачев², ***

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), Москва, Россия

²Научно-исследовательский институт ядерной физики
им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета
им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), Москва, Россия

*e-mail: bazilevskayaga@lebedev.ru

**e-mail: daibog@srd.sinp.msu.ru

***e-mail: logachev@srd.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 01.03.2023 г.

После доработки 13.03.2023 г.

Принята к публикации 28.03.2023 г.

По данным Каталогов солнечных протонных событий за 23-й и 24-й циклы солнечной активности выбраны события, не отождествленные с надежным источником частиц, но сопровождаемые межпланетными и геомагнитными возмущениями. Как правило, это события с малыми потоками протонов, зарегистрированных около Земли. Все выбранные события происходили во время прихода ударных волн на Землю и, таким образом, скорее всего были обусловлены приходом к Земле быстрых штормовых частиц. Показано, что источником этих событий могли быть вспышки, сопровождаемые корональными выбросами массы, произошедшие за десятки часов до начала возрастания потоков частиц на орбите Земли. Выбранные события обладают рядом особенностей. Только одно из них сопровождалось единственным ударным фронтом, тогда как во время остальных пришли 2 или 3 ударные волны. Временной профиль исследованных событий напоминал структуру, ограниченную двумя ударными фронтами. Таким образом, ударные волны, по-видимому, ускоряли и удерживали частицы в ограниченной области пространства.

DOI: 10.31857/S0016794023600254, EDN: ONBCTQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Ударная волна, инициированная корональным выбросом массы (КВМ), и распространяющаяся от Солнца, может укорять заряженные частицы. Если ударный фронт пересекает точку наблюдения и процесс ускорения в этот момент продолжается, наблюдатель регистрирует возрастание потока частиц, которые называются быстрыми штормовыми частицами (ESP). Впервые ESP были зафиксированы на спутнике Эксплорер 12 во время солнечного протонного события 28 сентября 1961 г. через 2 дня после прихода первых протонов [Bryant et al., 1962]. Штормовые частицы часто наблюдаются на фоне спада временного профиля солнечных протонов; они ускоряются ударной волной, связанной с родительским КВМ, но при этом явно прослеживается другой механизм ускорения, чем для основной массы солнечных протонов — эффект виден только в области малых энергий, в редких случаях — более 10 МэВ. Доказательством ускорения на фронте ударной

волны служит рост потоков частиц вблизи фронта и, как правило, максимум потока частиц во время прохождения фронта через точку наблюдения. К настоящему времени явление ESP довольно хорошо изучено (из последних работ: [Giacalone, 2012; Ebert et al., 2016; Cohen et al., 2020; Chiappetta et al., 2021; Ameri et al., 2022]). Эти работы в основном были направлены на выяснение механизма ускорения частиц ударными волнами. Предполагается, что события ESP, длящиеся несколько часов, генерируются ускорением на квазипараллельных волнах диффузионным механизмом [Крымский, 1977; Bell, 1978], тогда как импульсные события ESP связаны с квазиперпендикулярными волнами и ускоряются дрейфовым механизмом [Decker, 1981]. Однако полное понимание происхождения ESP в настоящее время не достигнуто.

ESP нередко наблюдаются на спаде временного профиля солнечного протонного события (СПС) и хорошо представлены в Каталогах [Логачев

и др., 2016, 2022]. События ESP, происходящие вне связи с СПС, мы называем изолированными. Большинство таких событий возникает при взаимодействии высокоскоростных потоков солнечного ветра (SIR) (например, [Cohen et al., 2020; Ameri et al., 2022] и ссылки там) или с распространением в межпланетной среде быстрого КВМ, не связанного с СПС [Lario et al., 2005].

В данной работе мы рассматриваем несколько слабых протонных событий, которые могли быть изолированными событиями ESP, инициированными вспышками, которые произошли за десятки часов до наблюдаемого прихода ускоренных частиц. КВМ, сопровождающие эти вспышки, образовали ударные волны, ускорившие частицы, которые пришли к наблюдателю, тогда как поток частиц, связанных с вспышкой, был настолько мал, что не был распознан как СПС. Мы пытаемся найти для этих событий ESP наиболее вероятные источники на Солнце и сопоставить потоки частиц с возмущениями в межпланетной среде.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ ESP

В Каталогах СПС за 23 и 24-й циклы солнечной активности [Логачев и др., 2016, 2022] были выбраны протонные события, не отождествленные с надежным источником частиц и сопровождавшиеся возмущениями межпланетного магнитного поля B , скорости солнечного ветра V_{sw} и магнитосферы Земли (Dst -индекс), характерными для прихода ударных волн. Было отобрано 9 событий, временные профили которых по 5-минутным данным спутников GOES [URL OMNI] показаны на рис. 1. Кроме потоков протонов с энергиями больше 5, 10, и 30 МэВ, на рис. 1 отмечены моменты прихода ударных волн согласно [URL shock] и время начала геомагнитной бури SC [URL SC], которое также свидетельствует о приходе фронта [Kamide and Maltsev, 2007]. В большинстве случаев события сопровождаются приходом нескольких ударных волн. На рис. 1 видно, что энергия протонов очень редко превышает 30 МэВ; интенсивность протонов с энергией выше 10 МэВ находится в пределах $0.5-5 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$. За исключением очень короткого события 11.08.2000 г., временные профили имеют характерную длительность порядка суток и почти всегда — резкие границы возрастания и спада потоков. Время максимума для протонов разных энергий совпадает, но иногда (событие 14.12.2012 г.) можно заметить, что потоки протонов больших энергий имеют меньшую протяженность, т.е. пространственная структура потока зависит от энергии.

Поиск источника ESP сводится к нахождению вспышки и КВМ, породившим ударную волну в межпланетном пространстве. Определение времени прихода ударной волны от КВМ осложняется

несколькими факторами [Barnard et al., 2022]. Поскольку КВМ наблюдаются в картинной плоскости, их истинная скорость распространения и позиционный угол не известны [Brueckner et al., 1995]. Серьезная проблема связана с распространением (замедлением или ускорением) КВМ в межпланетном пространстве, т.к. на них действуют окружающие структуры солнечного ветра и другие КВМ [Gopalswamy et al., 2000]. Эта проблема имеет не только фундаментальное, но и прикладное значение, связанное с прогнозом космической погоды. Многочисленные работы в этом направлении используют модельные представления (см. [Zhao and Dryer, 2014; Barnard et al., 2022; Капорцева и Шугай, 2021; Shi et al., 2021; Suresh et al., 2022] и ссылки там). Результаты этих работ свидетельствуют о больших неопределенностях в определении времени распространения КВМ между Солнцем и Землей. Например, в работе [Suresh et al., 2022] время распространения КВМ типа гало со скоростью $>400 \text{ км/с}$ в направлении Земли составляло от 20 до 80 ч, а ошибки предсказанного времени прибытия КВМ на орбиту Земли доходили до $\pm 14 \text{ ч}$. Учитывая неизбежные неопределенности, мы можем определить только наиболее правдоподобный источник изолированного события ESP с большей или меньшей степенью уверенности. Подробнее эти вопросы рассмотрены ниже.

В данной работе применялась следующая процедура для поиска предполагаемого источника события на Солнце: (1) рассматривались все вспышки баллов C, M и X [URL flares] и все КВМ [URL CME] за 4 сут до исследуемого события; (2) отбирались вспышки, сопровождавшиеся теми КВМ, которые могли достигнуть Земли к началу исследуемого события; (3) из оставшихся кандидатов отбирались наиболее мощные события на Солнце по баллу вспышки, скорости и угловому размеру КВМ. Дополнительным указанием на источник являлось наличие радиоизлучения II типа [URL TypeII].

Найденные источники событий ESP на Солнце приведены в табл. 1. В отдельной строке таблицы приводится дата и время прихода частиц. В следующих строках указаны характеристики предполагаемых источников данного ESP на Солнце: время, координаты и балл вспышки, наличие радиоизлучения II типа, время, скорость, позиционный угол PA и угловой размер W КВМ. Чтобы проиллюстрировать трудности, возникающие при определении источника ESP на Солнце, рассмотрим в качестве примеров несколько событий из таблицы.

В событии 26.06.1999 г., источники, на наш взгляд, определены достаточно уверенно. Событие началось ранним утром 26 июня и сопровождалось двумя внезапными началами геомагнит-

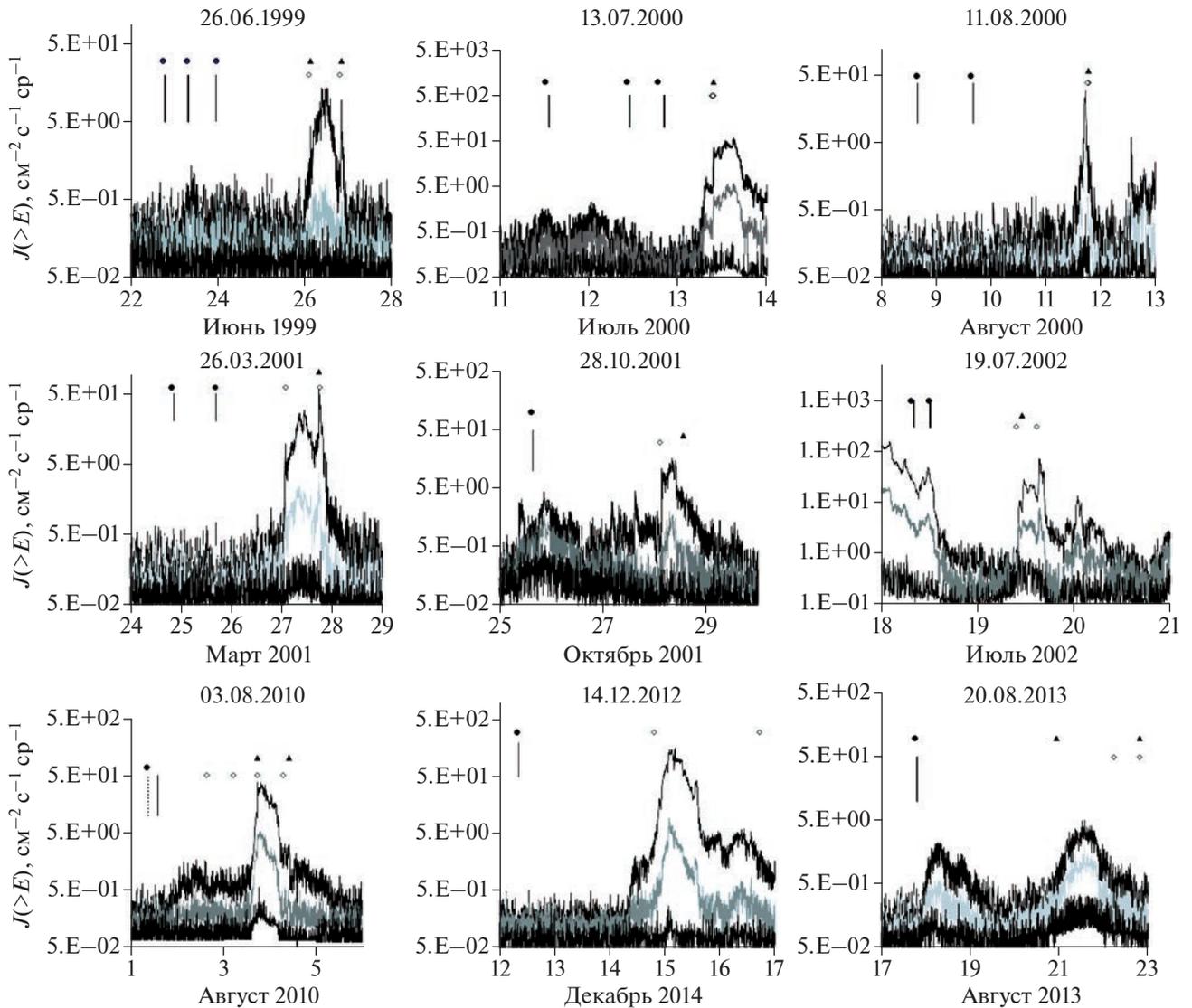


Рис. 1. Отобранные солнечные протонные события. Временные профили для протонов с энергией выше 5 МэВ (верхняя черная линия), 10 МэВ (серая линия) и 30 МэВ (нижняя черная линия) по данным спутника GOES [URL OMNI]. Отмечено время сопутствующих явлений: черные кружки – вспышки, вертикальные отрезки – KBM, треугольники – SC, ромбы – ударные волны.

ной бури SC [URL SC], свидетельствовавшими о приходе ударных волн, которые были подтверждены в базе [URL shock]. Вероятным источником протонов, согласно Логачев и др. [2016] могла быть западная вспышка 24 июня в 12:04 UT, C4.1, N29W13 за 1.5 сут до начала регистрации СПС. Такое запаздывание прихода частиц, ускоренных вблизи Солнца, от западной вспышки делает этот источник маловероятным. В течение 22–25 июня произошло 4 вспышки балла М, 33 вспышки балла С и 13 KBM. Только 2 вспышки класса М сопровождалась KBM, дошедшими до Земли: 22 июня в 17:37 UT, M1.7, N22E37 и 23 июня в 06:49 UT, N18E42. Обе вспышки сопровождалась радиоизлучением типа II и гало-KBM со скоростью

$V > 1000$ км/с. Они вполне могли дать ударные волны, пришедшие к Земле 26 июня в 03:25 UT и 20:16 UT по данным SC. Заметим, что момент прихода фронта волны по данным [URL Wind] примерно на 1 ч раньше, что соответствует времени распространения волны до Земли от точки Лагранжа L1, где находятся космические аппараты Wind, SOHO и ACE. В этом случае вспышки и KBM, произошедшие за ~3.5 сут до прихода ускоренных частиц на Землю, были источником события ESP 26 июня 1999 г. Западная вспышка 24 июня, предложенная в качестве источника в работе [Логачев и др., 2016], не сопровождалась радиоизлучением II типа и не дала заметного быстрого возрастания потока частиц, но сопут-

Таблица 1. Вероятные источники ESP событий

Событие	Вспышка			КВМ				
	годы, мес., день	часы, минуты	координаты	балл/Ри II тип	годы, мес., день	часы, минуты	V, км/с	PA, град
1999 06 26								
1999 06 22	1737	N22 E37	M1.7/да	1999 06 22	1853	1133	halo	halo
1999 06 23	0649	N18E42	M5.7/да	1999 06 23	0731	1006	halo	halo
1999 06 24	1204	N29W13	C4.1	1999 06 24	1331	975	halo	halo
2000 07 13								
2000 07 11	1212	N18E27	X1/да	2000 07 11	1327	1078	halo	halo
2000 07 12	1018	N17E27	X1.9	2000 07 12	1106	1124	114	20
2000 07 12	1841	N16W64	M5.7/да	2000 07 12	2030	820	101	281
2000 08 11								
2000 08 08	1538	N21E31	C1.4	2000 08 08	1554	867	317	143
2000 08 09	1519	N11W11	C2.3	2000 08 09	1630	702	halo	halo
2001 03 26								
2001 03 24	1935	N15E22	M1.7	2001 03 24	2050	1185	halo	halo
2001 03 25	1625	N16E25	C 9.0	2001 03 25	1706	677	halo	halo
2001 10 28								
2001 10 25	1442	S16W21	X1.3/да	2001 10 25	1526	1092	halo	halo
2002 07 19								
2002 07 18	0724	N19W30	X 1.8/да	2002 07 18	0806	1099	halo	halo
2002 07 18	1151	N17E53	C2.7	2002 07 18	1206	794	154	277
2010 08 03								
2010 08 01	0755	N20E36	C3.2/да	2010 08 01	1342/0845	1309	halo	halo
2012 12 14								
Вероятный источник за лимбом Солнца								
2013 08 20								
2013 08 17	1816	S07W30	M3.3/да	2013 08 17	1912	1202	halo	halo
2013 08 17	1849	S07W30	M1.4					

Примечание. В событии 2010 08 03 указано: время наблюдения КВМ на высоте 10 Rs/время, экстраполированное к моменту наблюдения на коронографе LASCO/C2 [URL CME].

ствующий КВМ типа гало имел скорость $V = 975$ км/с и вполне мог создать фронт, достигший Земли вечером 26 июня в 20:16 UT, ограничивающий событие, как это видно на рис. 1.

Событие 11.08.2000 г. сопровождалось SC 11 августа в 18:46 UT [URL SC], которое фактически совпало с максимумом временного профиля события и приходом ударного фронта 11 августа в 18:49 UT. В Каталоге [Логачев и др., 2016] источником предполагалась залимбовая вспышка. С 7 по 11 августа наблюдалась только 1 вспышка балла M1.9 – 8 августа в 11:05 UT, N23E49, но она сопровождалась слабым КВМ, не дошедшим до

Земли. Наиболее вероятными кандидатами являются вспышка 8 августа в 15:38 UT, C1.4, N21E31, КВМ 8 августа в 15:54 UT, $V = 867$ км/с, позиционный угол $PA = 317^\circ$, угловой размах $W = 143^\circ$ и вспышка 9 августа в 15:19 UT, C2.5, N11W11, КВМ 9 августа в 16:30 UT, $V = 702$ км/с типа гало. Ни одна из этих вспышек не сопровождалась радиоизлучением II типа, и мы не можем выбрать кандидата, исходя из принятых нами критериев, но оба кандидата могли вызвать ESP 11 августа 2000 г. с запаздыванием порядка 50 и 75 ч соответственно. В Каталог Richardson and Cane (URL R&C возмущение 11.08.2000 г. включено как ICME (меж-

планетный KBM) источником которого на Солнце были эруптивные события 9 августа.

Событие 03.08.2010 г. сопровождалось двумя SC (3 августа в 17:40 UT и 4 августа 10:19 UT), подтвержденными приходом ударных волн [URL shock]. В качестве источника в Каталоге [Логачев и др., 2016] указано исчезновение волокна. Событие произошло на фоне низкой вспышечной активности – с 30 июля по 2 августа произошло 14 вспышек балла В и только 1 вспышка балла С3.2 – 1 августа в 07:55 UT, N20E36, которая сопровождалась радиоизлучением II типа. Этой вспышке нельзя напрямую сопоставить KBM из-за пропусков в наблюдениях LASCO [URL shock]. Ближайший KBM, типа гало, $V = 1309$ км/с, наблюдавшийся в 13:42 UT уже на высоте $>10 R_s$, может быть правдоподобно экстраполирован к моменту выхода 08:45 UT, что и сделано в [URL R&C]. Запаздывание первой ударной волны относительно источника ~ 57 ч. Происхождение второй ударной волны не известно.

Источник события 14.12.2012 г. в Каталоге [Логачев и др., 2022] не был отождествлен. В начале и в конце события были зафиксированы ударные волны (рис. 1). С 10 по 13 декабря на Солнце было зарегистрировано 19 вспышек, из них только 3 балла С, остальные балла В. Ни одна из них не сопровождалась радиоизлучением II типа. Вспышка 10 декабря С5.5 в 05:49 UT, N18E00 сопровождалась KBM, который не дошел до Земли. Вспышки 12 декабря С5.7 в 07:22 UT, N11W16 и 13 декабря С1.2 в 19:11 UT, N17W21 сопровождались KBM со скоростью соответственно 228 км/с и 177 км/с, что явно недостаточно для образования ударной волны, хотя во время движения в короне они демонстрировали ускорение [URL shock]. Вероятно, источник этого события ESP находился за лимбом Солнца.

Событие 14.12.2012 г. – единственное среди отобранных, для которого мы не находим правдоподобного источника. Но и для других событий мы часто не можем выбрать источник однозначно. Кроме того, 7 событий ESP сопровождались двумя или более ударными волнами. В результате в таблицу включено 16 вспышек и 15 KBM, которые могли быть источниками ударных волн, ускоривших ESP. Среди вспышек 9 было восточных и 7 западных, 4 события – балла Х, 6 – балла М и 6 – балла С. Среди KBM 9 имели скорость выше 1000 км/с, остальные – выше 600 км/с. Из 15 KBM 11 были типа гало.

Запаздывание прихода ударного фронта относительно времени выхода вероятного KBM в исследованных нами событиях было от 1 до 4 сут, что является типичным для событий ESP и подтверждает тот факт, что протоны в этих событиях ускорены ударными волнами.

3. СОБЫТИЯ ESP И ВОЗМУЩЕНИЯ МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЫ

Мы сопоставили временные профили потоков протонов с одновременными значениями индукции межпланетного магнитного поля B и скорости солнечного ветра V_{sw} [URL OMNI]. На рис. 2, показано это сопоставление для некоторых событий. Верхние панели представляют потоки протонов, а нижние – временной ход B и V_{sw} . Поведение межпланетных параметров во время событий ESP демонстрирует большое разнообразие, но в первом приближении результаты можно разделить на несколько групп.

Только одно событие 11.08.2000 г. (рис. 2а) соответствует простым представлениям об ускорении частиц на фронте ударной волны, т.к. имеет максимум вблизи прохождения ударного фронта. Однако спад после максимума слишком крутой и, возможно, это связано с тем, что согласно [URL IKI], в этот день Земля вошла в магнитное облако.

В ряде случаев во время события ESP параметры межпланетной среды B и V_{sw} демонстрируют скачки, характерные для прихода ударного фронта. В событиях 25.06.1999 г., 26.03.2001 г., 19.07.2002 г. и 14.12.2012 г. наблюдался приход двух ударных волн, вторая из которых имела большую скорость, чем первая, что хорошо видно в резких возрастаниях V_{sw} на нижней панели события 26.03.2001 г. (рис. 2б). В этих случаях, по-видимому, имеет место ускорение между двумя фронтами. В событиях 25.06.1999 г. и 26.03.2001 г. вторая волна, кроме того, дает второй узкий максимум в потоке протонов.

В событиях 03.08.2010 г. (рис. 2в) и 20.08.2013 г. вторая волна в параметрах солнечного ветра была менее выражена, а в событиях 28.10.2001 г. и 14.12.2013 г. второй фронт трудно различить, но в базах [URL shock] ударные волны были зафиксированы, и, как видно на рис. 1, потоки протонов распространялись между двумя фронтами.

В событии 13.07.2000 г. (рис. 2г) был зарегистрирован приход только одного фронта, подтвержденного SC, в начале возрастания потока протонов. В конце события нет явных признаков фронта в параметрах B и V_{sw} , и нет указания на приход фронта в базе [URL shock]. Тем не менее, форма временного профиля потоков протонов свидетельствует о наличии межпланетных структур, ограничивающих потоки.

Подводя итог, можно утверждать, что временные профили потоков протонов всех исследованных событий ESP были заключены в ограниченных структурах, имевших вид струй. Как правило, передняя и задняя границы этих структур были образованы ударными фронтами, которые регистрировались на Земле в виде межпланетных ударных и/или SC. Фронты ударных волн не всегда четко прослеживаются в одновременно на-

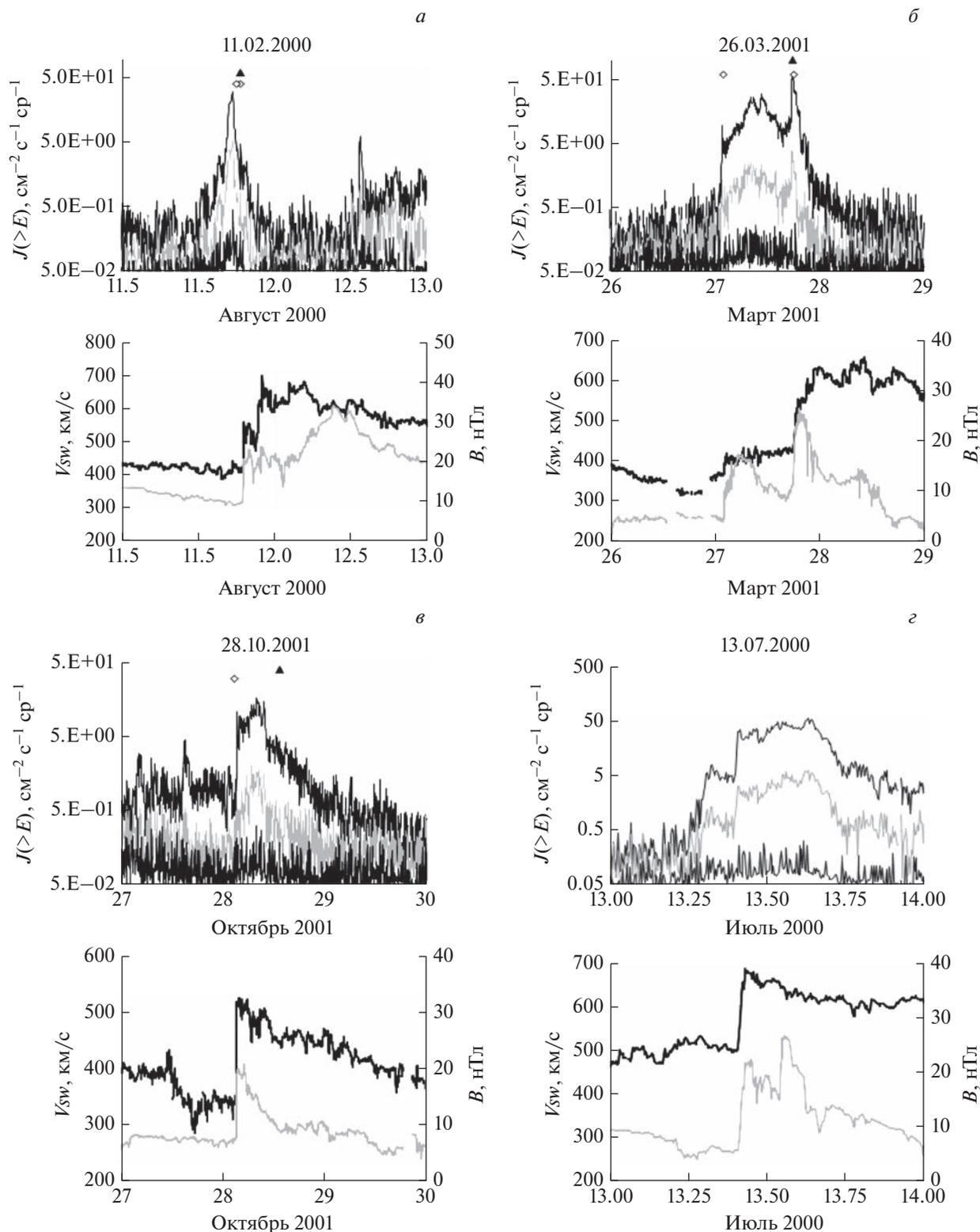


Рис. 2. Соотношение между потоками частиц и параметрами межпланетной среды. Верхние панели – потоки протонов с энергией выше 5 МэВ (верхняя черная линия), 10 МэВ (серая линия) и 30 МэВ (нижняя черная линия) по данным спутника GOES [URL OMNI]; треугольники – SC, ромбы – ударные волны. Нижние панели: черная линия – индукция ММП B , серая линия – скорость солнечного ветра V_{sw} .

блюдаемых параметрах межпланетной среды B и V_{sw} даже в случае идентификации ударных волн в базах [URL shock, URL Wind].

Нужно отметить, что мы произвели только первое сопоставление изолированных событий ESP с параметрами межпланетной среды, выбрав для этого сравнение временных зависимостей потоков протонов с индукцией межпланетного магнитного поля B и скоростью солнечного ветра V_{sw} . В будущем необходимо детально анализировать временные и энергетические характеристики частиц и различные параметры среды, такие как плотность и температура плазмы, число Маха, ориентация фронта ударной волны относительно окружающего поля и др.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы выбрали 9 изолированных событий СПС малой мощности, сопровождавшихся межпланетными возмущениями, источник которых на Солнце, согласно работам [Логачев и др., 2016, 2022], был неопределенным. Для 8 из них удалось найти достаточно мощные эруптивные процессы на Солнце, включающие вспышки и быстрые КВМ, произошедшие за десятки часов до наблюдаемого прихода частиц на Землю. Мы предполагаем, что частицы, ускоренные этими вспышками и КВМ вблизи Солнца, не дошли до земного наблюдателя, а поскольку все выбранные события происходили во время прихода ударных волн на Землю, они скорее всего содержат частицы, ускоренные межпланетными ударными волнами, т.е. являются изолированными событиями ESP. Почти все они сопровождались двумя или более фронтами ударных волн и имели вид струй протонов, ограниченных структурами межпланетного магнитного поля, что отличает их от большинства событий ESP с протонами ниже 10 МэВ, представленных в литературе (например, [Giacalone, 2012; Chiappetta et al., 2021]). Длительность таких событий ESP – примерно 1 сут. Ударные волны, по-видимому, ускоряли и удерживали частицы в ограниченной области пространства. Известно, что при распространении в межпланетной среде между сближающимися ударными волнами частицы могут ускоряться до нескольких ГэВ. Такие редкие события не были изолированными – они наблюдались на фоне спада временного профиля солнечных протонов в наземных возрастаниях СКЛ типа GLE [Кузьмин и др., 1983].

В этой работе мы лишь приступили к анализу изолированных событий ESP с протонами с энергией выше 10 МэВ. Отождествление источника на Солнце – сложная задача, каждое событие требует учета многих факторов, который пока не производился. Поэтому информация об источниках носит предварительный характер. Сопоставление характеристик потоков протонов со структурами

параметров межпланетной среды также требует дальнейших исследований.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим всех исследователей, представляющих через Интернет свои данные о потоках протонов и параметрах солнечного ветра (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>);

вспышках на Солнце (<https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs/>);

КВМ (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/);

радиоизлучении II типа (http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/radio/waves_type2.html);

ударных волнах (<http://ipshocks.fi/database>, https://www.lmsal.com/solarsoft/latest_events_archive.html, <https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>, <http://www.iki.rssi.ru/omni/>)

и геомагнитных возмущениях (<https://www.obsebre.es/en/rapid#ssc>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Капорецва К.Б., Шугай Ю.С.* Использование DBM модели для прогноза прихода корональных выбросов массы к земле // Космич. исслед. Т. 59. № 4. С. 315–326. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0023420621040026>
- *Крымский Г.Ф.* Регулярный механизм ускорения заряженных частиц на фронте ударной волны // Докл. АН СССР. Т. 234. № 6. С. 1306–1308. 1977.
- *Кузьмин А.И., Филиппов А.Т., Чирков Н.П.* Крупномасштабные возмущения солнечного ветра и ускорение космических лучей в межпланетной среде // Изв. АН СССР. Сер. физ. Т. 47. № 9. С. 1703–1707. 1983.
- *Логачёв Ю.И., Базилевская Г.А., Вашенюк Э.В. и др.* Каталог солнечных протонных событий 23-го цикла солнечной активности (1996–2008 гг.). Москва – 2016.
http://www.wdcb.ru/stp/data/SPE/katalog_SPS_23_cikla_SA.pdf. 2016.
<https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD>
- *Логачёв Ю.И., Базилевская Г.А., Власова Н.А. и др.* // Каталог солнечных протонных событий 24-го цикла солнечной активности (2009–2019 гг.). М.: Мировой центр данных по солнечно-земной физике. 970 с. 2022.
<https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD-008>
- *Ameri D., Valtonen E., Al-Sawad A., Vainio R.* Relationships between energetic storm particle events and interplanetary shocks driven by full and partial halo coronal mass ejections // Adv. Space Res. V. 71. № 5. P. 2521–2533. 2022.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.12.014>
- *Barnard L., Owens M.J., Scott C.J. et al.* Quantifying the uncertainty in CME kinematics derived from geometric modeling of heliospheric imager data // Space Weather V. 20. e2021SW002841. 2022.
<https://doi.org/10.1029/2021SW002841>

- *Bell A.R.* The acceleration of cosmic rays in shock fronts – II // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society V. 182. P. 443–455. 1978.
- *Brueckner G.E., Howard R.A., Koomen M.J. et al.* The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO) // Sol. Phys. V. 162. P. 357–402. 1995.)
<https://doi.org/10.1007/BF00733434>
- *Bryant D.A., Cline T.L., Desai U.D., McDonald F.B.* Explorer 12 observations of solar cosmic rays and energetic storm particles after the solar flare of September 28, 1961 // J. Geophys. Res. V. 67. № 13. P. 4983–5000. 1962.
<https://doi.org/10.1029/JZ067i013p04983>
- *Chiappetta F., Laurenza M.L., Lepreti F.L., Consolini G.* Proton Energy Spectra of Energetic Storm Particle Events and Relation with Shock Parameters and Turbulence // Astrophys. J. V. 915. № 1. Art. № 8. 2021.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/abfe09>
- *Cohen C.M.S., Christian E.R., Cummings A.C. et al.* Energetic Particle Increases Associated with Stream Interaction Regions // The Astrophysical J. Supplement Series V. 246. Issue 2. id.20. 10 p. 2020.
<https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab4c38>
- *Decker R.B.* The modulation of low-energy proton distributions by propagating interplanetary shock waves – A numerical simulation // J. Geophys. Res. V. 86. P. 4537–4554. 1981.
<https://doi.org/10.1029/JA086iA06p04537>
- *Ebert R.W., Dayeh M.A., Desai M.I., Jian L.K., Li G., Mason G.M.* Multispacecraft analysis of energetic heavy ion and interplanetary shock properties in energetic storm particle events near 1 au // Astrophys. J. V. 831:153 (21pp). 2016.
<https://doi.org/10.3847/0004-637X/831/2/153>
- *Giacalone J.* Energetic charged particles associated with strong interplanetary shocks // Astrophys. J. V. 761:28 (12pp). 2012.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/761/1/28>
- *Gopalswamy N., Lara A., Lepping R.P. et al.* Interplanetary acceleration of coronal mass ejections // Geophys. Res. Lett. V. 27. P. 145–148. 2000.
<https://doi.org/10.1029/1999GL003639>
- *Kamide Y., Maltsev Y.P.* Geomagnetic storms in Hand book of the Solar Terrestrial environment. Ed. Y. Kamide, A. Chain: Springer. 356–377, 2007.
<https://doi.org/10.1007/978-3-540-46315-3>
- *Lario D., Hu Q., Ho G.C., Decker R.B., Roelof E.C., Smith C.W.* Statistical properties of fast forward transient interplanetary shocks and associated energetic particle events: ACE observations // Proc. Solar Wind 11 – SOHO 16 “Connecting Sun and Heliosphere”, Whistler, Canada 12–17 June 2005 (ESA SP-592, September 2005).
- *Shi Y., Chen Y., Liu S. et al.* Predicting the CME arrival time based on the recommendation algorithm // Research in Astronomy and Astrophysics V. 21. № 8. 190 (16pp). 2021.
<https://doi.org/10.1088/1674-4527/21/8/190>
- *Suresh K., Gopalswamy N., Shanmugaraju A.* Arrival Time Estimates of Earth-Directed CME-Driven Shocks // Sol. Phys. V. 297:3. 2022.
<https://doi.org/10.1007/s11207-021-01914-1>
- *Zhao X., Dryer M.* Current status of CME/shock arrival time prediction // Space Weather. V. 12. P. 448–469. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2014SW001060>
- URL Wind https://www.lmsal.com/solarsoft/latest_events_archive.html
- URL CME https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/
- URL flares <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs/>
- URL IKI <http://www.iki.rssi.ru/omni/>
- URL OMNI <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>
- URL R&C <https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>
- URL SC <https://www.obsebre.es/en/rapid#ssc>
- URL shock <http://ipshocks.fi/database>
- URL Type II https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/radio/waves_type2.html,
https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-radio/radio-bursts/reports/spectral-listings/Type_II/)

УДК 533.951

МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ ОГРАНИЧЕННОГО В ПРОСТРАНСТВЕ ВИХРЯ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ НЕУСТОЙЧИВОЙ АТМОСФЕРЕ

© 2023 г. О. Г. Онищенко^{1, 2, *}, С. Н. Артеха^{2, **}, Ф. З. Фейгин^{1, ***}, Н. М. Астафьева^{2, ****}

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта (ИФЗ РАН), Москва, Россия

²Институт космических исследований (ИКИ РАН), Москва, Россия

*e-mail: onish@ifz.ru

**e-mail: sergey.arteha@gmail.com

***e-mail: feygin@ifz.ru

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

Поступила в редакцию 28.01.2023 г.

После доработки 19.03.2023 г.

Принята к публикации 28.03.2023 г.

В данной работе представлена новая модель генерации осесимметричных сосредоточенных вихрей. Получено и проанализировано решение нелинейного уравнения для внутренних гравитационных волн в неустойчивой стратифицированной атмосфере в рамках идеальной гидродинамики. Соответствующие выражения, описывающие зависимости от радиуса для радиальной и вертикальной компонент скоростей во внутренней и внешней области вихря, включают комбинации функций Бесселя и модифицированных функций Бесселя. Предложенная новая нелинейная аналитическая модель позволяет исследовать структуру и нелинейную динамику вихрей в радиальной и вертикальной области. Вихрь ограничен по высоте. Максимум вертикальной компоненты скорости достигается на определенной высоте. Ниже этой высоты радиальные потоки сходятся к оси, а выше происходит отток. Возникшая неустойчивость в стратифицированной атмосфере приводит к росту радиальной и вертикальной составляющей скоростей по закону гиперболического синуса, переходящему в экспоненциальный рост. Характерное время роста определяется обратным темпом роста неустойчивости. Проанализировано формирование вихрей с конечными составляющими скоростей, нарастающих во времени. Радиальная структура азимутальной скорости определяется структурой начального возмущения и может изменяться с высотой. Максимальное вращение достигается на определенной высоте. Рост азимутальной скорости происходит по сверх экспоненциальному закону.

DOI: 10.31857/S0016794023600047, EDN: OUEAFP

1. ВВЕДЕНИЕ

Существование вихревых структур в атмосфере является одним из основных факторов, влияющих на погоду и климат, в результате взаимодействия вихрей разной топологии и масштаба. В многообразии атмосферных вихревых движений отчетливо выделяются мезомасштабные и сосредоточенные вихри, представляющие большой интерес как для фундаментальных, так и для прикладных научных исследований. Сосредоточенные вихри (СВ) представляют собой локализованные в пространстве нестационарные вертикально вытянутые вихревые структуры с характерным поперечным масштабом от нескольких метров до нескольких сотен метров. К СВ относятся пыльные дьяволы (ПД) [Ives, 1947; Balme and Greeley, 2006], более интенсивные и крупномасштабные вихри – торнадо [Nalivkin, 1983; Justice, 1930], водяные смерчи [Church et al., 1979], которые можно наблюдать на море или крупных озерах, и огненные смерчи, ко-

торые могут внезапно возникать при пожарах в безветренную погоду [Battaglia et al., 2000; Tohidi et al., 2018] или при извержениях вулканов [Thorarinnsson and Vonnegut, 1964]. В отличие от ПД, переносящих частицы пыли, водяные смерчи вовлекают капли воды в вертикальное вихревое движение. Несмотря на то, что перечисленные вихри возникают в разных средах и могут порождаться разными природными механизмами, все они испытывают восходящее геликоидальное движение. Скорость вращения в СВ достигает максимального значения на некотором расстоянии от оси вихря и стремится к нулю на его периферии. ПД, как наиболее простые и легко наблюдаемые СВ, представляют особый интерес для изучения всего класса СВ в атмосферах Земли и Марса.

Анализируя данные наблюдений ПД, Синклер [Sinclair 1969, 1973] предположил, что необходимыми условиями для их возникновения являются

наличие пыли в приповерхностном слое атмосферы и аномально высокие температуры грунта. Это согласуется с современными моделями [Balme and Greeley, 2006; Rafkin et al., 2016], в которых ПД образуются из конвективных ячеек в неустойчивом приповерхностном слое со сверхадиабатическим градиентом температуры. Ряд наблюдений [Balme and Greeley; 2006, Tohidi et al., 2018] показал, что генерация антициклонических и циклонических вихрей такого масштаба на открытой местности равновероятна. Из наблюдаемого отсутствия корреляции между внешней завихренностью, временем генерации и диаметром вихря следует, что одной внешней завихренности в атмосфере недостаточно для генерации ПД. Метеорологические наблюдения [Sinclair, 1973] послужили основой для создания первой термодинамической модели генерации ПД [Renno et al., 2002; Raasch and Franke, 2011]. В этой модели теплый воздух в конвективно-неустойчивой атмосфере поднимается вверх, а затем, охлаждаясь, опускается. Предлагаемая модель является аналогом тепловой машины, черпающей энергию из горячего поверхностного слоя.

Несмотря на значительное количество предшествующих исследований, механизм генерации и интерпретации наблюдаемых вихревых структур остается неопределенным. В работе [Onishchenko et al., 2014] была предложена гидродинамическая модель аксиально-симметричных конвективных вихрей (в предположении слабых возмущений) в конвективно-неустойчивой атмосфере на начальной стадии генерации. В работах, например [Onishchenko et al., 2015; Horton et al., 2016; Onishchenko et al., 2016; Onishchenko et al., 2020], эта модель получила дальнейшее развитие для конечных амплитуд скоростей при двумерном винтовом движении и различных случаях функций тока и затравочных азимутальных скоростей. Однако эти модели по-прежнему ограничивались анализом радиальной и вертикальной составляющих скорости полоидального движения либо в очень узкой центральной части, либо далеко на периферии конвективной ячейки. Целью настоящей работы является расширение аналитической модели, используемой для описания динамики осесимметричного вихря, на произвольное радиальное расстояние от центра. Для этого было получено решение в виде функций Бесселя (вместо степенных и экспоненциальных функций) с использованием метода поиска стационарных крупномасштабных дипольных вихрей волн Россби в нейтральной атмосфере [Larichev and Reznik, 1976].

Структура статьи следующая. В части 2 выводятся упрощенные уравнения для нелинейных внутренних гравитационных волн (ВГВ) в неустойчивой стратифицированной атмосфере. В части 3 обсуждается новая модель генерации вихрей, а в части 4 исследуется предложенная модель. В за-

ключении обсуждаются основные результаты исследования.

2. РЕДУЦИРОВАННЫЕ УРАВНЕНИЯ

Метеорологические наблюдения послужили основой для создания первых термодинамических моделей генерации вертикальных течений (конвективных ячеек) [Rafkin et al., 2016; Raasch and Franke, 2011; Renno et al., 1998]. В настоящее время современные представления о генерации вертикальных течений связаны с неустойчивостью стратифицированной атмосферы. Атмосфера считается неустойчиво стратифицированной, если квадрат частоты Брента–Вяйсяля или частоты плавучести:

$$\omega_g^2 = \mathbf{g} \left(\frac{\gamma_a - 1}{\gamma_a H} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right), \quad (1)$$

характеризующий ВГВ, отрицателен. Здесь \mathbf{g} – ускорение свободного падения, γ_a – отношение удельных теплоемкостей, H – локальный масштаб высоты атмосферы, T и dT/dz – температура среды и температурный градиент в вертикальном направлении соответственно. Из-за солнечного прогрева почвы вертикальный градиент температуры (второй член частоты Брента–Вяйсяля) отрицателен, а его величина превышает первый член. Последнее соответствует известному критерию Шварцшильда для конвективной неустойчивости. В этом случае ВГВ превращаются в неустойчивые, экспоненциально растущие клетки. При выводе основного уравнения будем следовать работам [Onishchenko et al., 2014; Stenflo, 1987]. В качестве исходной системы уравнений мы использовали уравнение Эйлера идеальной гидродинамики (без учета вязкости), которое можно записать в виде

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g}, \quad (2)$$

и уравнение переноса для потенциальной температуры θ , являющейся однозначной функцией энтропии, которое можно записать как

$$\frac{d\theta}{dt} = 0, \quad (3)$$

где мы пренебрегли диссипативными эффектами (такими как теплопроводность и вязкость). В приведенных выше уравнениях ρ и p обозначают соответственно плотность и давление, \mathbf{v} – скорость вещества, $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ – эйлерова (конвективная) производная по времени, $\mathbf{g} = -g\hat{\mathbf{z}}$ – ускорение свободного падения, $\hat{\mathbf{z}}$ – единичный вектор вдоль вертикальной оси, $\theta = p^{1/\gamma_a}/\rho$. Чтобы замкнуть нашу систему уравнений, мы использовали уравнение состояния идеального газа (уравнение Менделеева–Клапейрона) $p/\rho T = \text{const}$.

Следуя процедуре, разработанной в [Renno et al., 1998; Onishchenko et al., 2020; Stenflo 1987, 1990], мы можем вывести упрощенное уравнение для нелинейных ВГВ. Вводим цилиндрическую систему координат (r, φ, z) с осью z в вертикальном направлении и полагаем, что $\partial/\partial\varphi = 0$. В общем случае скорость бездивергентного потока $\mathbf{v} = (v_r, v_\varphi, v_z)$ можно разложить на его полоидальную составляющую \mathbf{v}_p и азимутальную составляющую $v_\varphi \hat{\mathbf{e}}_\varphi$, т.е. $\mathbf{v} = \mathbf{v}_p + v_\varphi \hat{\mathbf{e}}_\varphi$, где $\hat{\mathbf{e}}_\varphi$ – соответствующий единичный вектор, а φ – угол цилиндрической системы. Полоидальные компоненты скорости связаны с функцией тока $\psi(t, r, \varphi, z)$ соотношениями:

$$v_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}. \quad (4)$$

Согласно [Onishchenko et al., 2014] сокращенное уравнение, описывающее эволюцию нелинейных внутренних гравитационных волн (ВГВ), имеет вид

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_g^2 \right) \Delta^* \psi + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial t} J(\psi, \Delta^* \psi) = 0. \quad (5)$$

где $J(a, b) = \frac{\partial a}{\partial r} \frac{\partial b}{\partial z} - \frac{\partial a}{\partial z} \frac{\partial b}{\partial r}$ – якобиан, а оператор Δ^* определяется как

$$\Delta^* = r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right). \quad (6)$$

Якобиан в уравнении (5) соответствует так называемой векторной нелинейности:

$$J(\psi, \Delta^* \psi) = -[\nabla \psi \times \nabla \Delta^* \psi]_\varphi.$$

Если $\omega_g^2 < 0$, уравнение (3) описывает нелинейную динамику ВГВ в неустойчиво стратифицированной атмосфере. Именно этот случай мы и будем рассматривать, когда в момент $t = 0$ возникает неустойчивость, т.е. в (5) имеем $\omega_g^2 \rightarrow -|\omega_g|^2$. В противоположном случае неустойчивости не возникает и энергия возмущений уносится из области их возникновения с помощью ВГВ. Отметим, что уравнение, подобное уравнению (5), было получено ранее в [Steflo, 1990] для интерпретации поведения акустико-гравитационных вихрей.

3. ГЕНЕРАЦИЯ СТРУЙ (РАДИАЛЬНЫХ И ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПОТОКОВ)

Мы будем искать скалярную функцию тока, которая может генерировать компоненты скорости, в виде

$$\psi(t, r, z) = v_0 r^2 f(z/L) \text{sh}(\gamma t) \Psi(R), \quad (7)$$

где $v_0 = \text{const}$ – некоторая характерная скорость; $\gamma = |\omega_g|$; $R = r/r_0$, $L = \text{const}$ – характерный пространственный масштаб по вертикали, такой, что $L \ll H$; Ψ – функция, зависящая от безразмерного радиального расстояния, r_0 – характерный радиус вихря, функция $f(z/L)$ будет определена в дальнейшем. Конечно, выбор функции тока в таком виде не однозначен, однако функция должна удовлетворять условиям регулярности трех компонент скорости и давления на оси симметрии вихря. Именно для возможности аналитического решения мы ищем решение методом разделения переменных. С этой функцией потока уравнение (5) сводится к:

$$J(\psi, \Delta^* \psi) = 0. \quad (8)$$

Нелинейное решение уравнения (8) можно свести к линейному решению вида

$$\Delta^* \psi = A \psi, \quad (9)$$

где величина A является постоянной. Рассматриваемая здесь функция тока должна оставаться локализованной в радиальном направлении, поэтому она должна удовлетворять условиям:

$$\left(\psi, \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \rightarrow 0, \quad (10)$$

когда $r \rightarrow 0$ и $r \rightarrow \infty$, т.е. функция должна быть регулярной вдоль оси симметрии цилиндра и обращаться в нуль на бесконечности. Чтобы найти решение уравнения (8), удовлетворяющее этим граничным условиям, мы использовали метод, предложенный в [Larichev and Reznik, 1976] для исследования крупномасштабных стационарных вихрей. Применяя оператор Δ^* к функции тока, заданной уравнением (7), мы получаем:

$$\Delta^* \psi = v_0 f(z/L) \text{sh}(\gamma t) \left(R^2 \frac{d^2 \Psi}{dR^2} + 3R \frac{d\Psi}{dR} \right). \quad (11)$$

Выбирая в уравнении (9) $A = \pm a_0^2 / r_0^2$ и используя (11), получаем следующее линейное уравнение для функции Ψ :

$$R^2 \frac{d^2 \Psi}{dR^2} + 3R \frac{d\Psi}{dR} = \pm a_0^2 R^2 \Psi. \quad (12)$$

Общее решение приведенного выше уравнения может быть представлено в виде функций Бесселя. Если a_0 – действительное число, то при отрицательном знаке справа решением будет комбинация функций: $\Psi(R) = J_1(a_0 R)/R$ и $\Psi(R) = Y_1(a_0 R)/R$. При положительном знаке справа в (12) это могут быть следующие действительные функции: $\Psi(R) = I_1(a_0 R)/R$ и $\Psi(R) = K_1(a_0 R)/R$. При нулевом значении a_0 получаем $\Psi(R) = C_0 + C'/R^2$. Поскольку исходное уравнение (5)

является нелинейным, то сумма вышеприведенных решений уже не является решением, так как константы в уравнении (12) справа будут разными. В результате легко проверить, что уравнение (5) будет удовлетворяться тождественно каждой из вышеприведенных функций, но области применимости этих решений по переменной R должны различаться. Более того, мы убеждаемся, что при таком выборе функция $f(z/L)$ может быть выбрана совершенно произвольно.

Среди найденных решений надо выбрать те, которые действительны и не дают особенностей для компонент скорости. Для внутренней области вихря решения должны приводить к нулевой радиальной скорости на оси, а для больших расстояний от оси решения должны не осциллировать, а достаточно быстро убывать. Решения для разных областей, в том числе для компонент скоростей, должны непрерывно и гладко состыковываться друг с другом. Также решение должно быть похоже на реальный сосредоточенный вихрь по соотношениям всех величин.

Для выполнения условий (10) ищем решение уравнения (12) методом соединения непрерывных решений во внутренней $\Psi_{\text{int}}(r < r_1)$ и внешней $\Psi_{\text{ext}}(r > r_1)$ областях. Величина r_1 , где происходит сшивка решений, будет определена в дальнейшем. На границе внутренней и внешней области (при $r = r_1$) выполняются условия непрерывности:

$$\left(\Psi, \frac{\partial \Psi}{\partial r}\right)_{\text{int}} = \left(\Psi, \frac{\partial \Psi}{\partial r}\right)_{\text{ext}}. \quad (13)$$

Во внутренней области всем требуемым условиям удовлетворяет только решение следующего вида (мы положили $a_0 = \delta_0$ при $r < r_1$):

$$\Psi_{\text{int}}(R) = \frac{J_1(\delta_0 R)}{R J_1(\delta_0)}. \quad (14)$$

Определим характерный радиус $r_0 < r_1$ как радиальное расстояние, при котором радиальная скорость максимальна по модулю. Тогда из условия $J_0(\delta_0) - J_2(\delta_0) = 0$ однозначно находим величину $\delta_0 \approx 1.841184$. Во внешней области вид решения тоже однозначен:

$$\Psi_{\text{ext}}(R) = m \frac{K_1(\delta R)}{R K_1(\delta)}, \quad (15)$$

где m и δ – постоянные параметры. Для того, чтобы решения (7) с функциями (14) и (15) удовлетворяли условиям (13) на границе раздела $r = r_1$, оставшиеся параметры и величина r_1 должны быть связаны следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} \delta_0 K_1(\delta r_1) J_0(\delta_0 r_1) + \delta K_0(\delta r_1) J_1(\delta_0 r_1) = 0 \\ m K_1(\delta r_1) J_1(\delta_0) = K_1(\delta) J_0(\delta_0 r_1). \end{cases} \quad (16)$$

Для иллюстрации выберем произвольно параметр $\delta = 2$. Тогда из первого уравнения системы (16) следует $r_1 \approx 1.679375$, а из второго уравнения системы (16) однозначно получаем $m \approx 2.785071$.

Пространственная зависимость $\Psi(R)$ и ее “гладкость” на границе $R = r_1/r_0$ показаны на рис. 1 (здесь и далее для примера используются найденные выше значения параметров).

Тогда, используя уравнения (4), (7) и (14) или (15), для лучевой скорости во внутренней ($0 \leq r < r_1$) и внешней областях ($r_1 \leq r < \infty$) получаем следующие выражения:

$$v_r^{\text{int}} = -v_0 \frac{r_0}{L} f'(Z) \text{sh}(\gamma t) \frac{J_1(\delta_0 R)}{J_1(\delta_0)}, \quad (17)$$

$$v_r^{\text{ext}} = -v_0 \frac{r_0}{L} f'(Z) \text{sh}(\gamma t) m \frac{K_1(\delta R)}{K_1(\delta)}. \quad (18)$$

За счет выбора вида функции $f(Z)$ безразмерного параметра $Z = z/L$ можно добиться разной z -зависимости компонент скорости v_r и v_z , например, чтобы какая-то компонента (или обе) обращалась в ноль на границах вихря, достигали максимума на определенной высоте или меняла знак, начиная с определенной высоты. Пока, только для простоты графического представления, нарисуем зависимость радиальной компоненты скорости для той высоты, где $f'(Z) = 1$, и для той высоты, где $f'(Z) = -1$. Например, при простейшем выборе

$$f(z/L) = \begin{cases} (z/L), & 0 \leq z \leq L/2 \\ 1 - (z/L), & L/2 < z \leq L, \end{cases} \quad (19)$$

имеем $f'(Z) = 1$ при $0 \leq z \leq L/2$, и $f'(Z) = -1$ при $L/2 < z \leq L$. Радиальное изменение компоненты v_r (в единицах v_0) во внутренней и внешней областях показано на рис. 2 для различных значений члена γt и конкретного отношения $r_0/L = 0.1$. Это показывает, что решения и их производные непрерывны на границе, а компонента v_r регулярна на оси симметрии и обращается в ноль вдали от структуры.

Аналогично, выражения для вертикальной скорости во внутренней области ($0 \leq r < r_1$) и внешней области ($r_1 \leq r < \infty$) можно записать в виде:

$$v_z^{\text{int}} = v_0 f(z/L) \text{sh}(\gamma t) \delta_0 \frac{J_0(\delta_0 R)}{J_1(\delta_0)}, \quad (20)$$

$$v_z^{\text{ext}} = -v_0 f(z/L) \text{sh}(\gamma t) m \delta \frac{K_0(\delta R)}{K_1(\delta)}, \quad (21)$$

где функция $f(z/L)$ для простейшего выбора определена в (19). Такая структура полоидально-

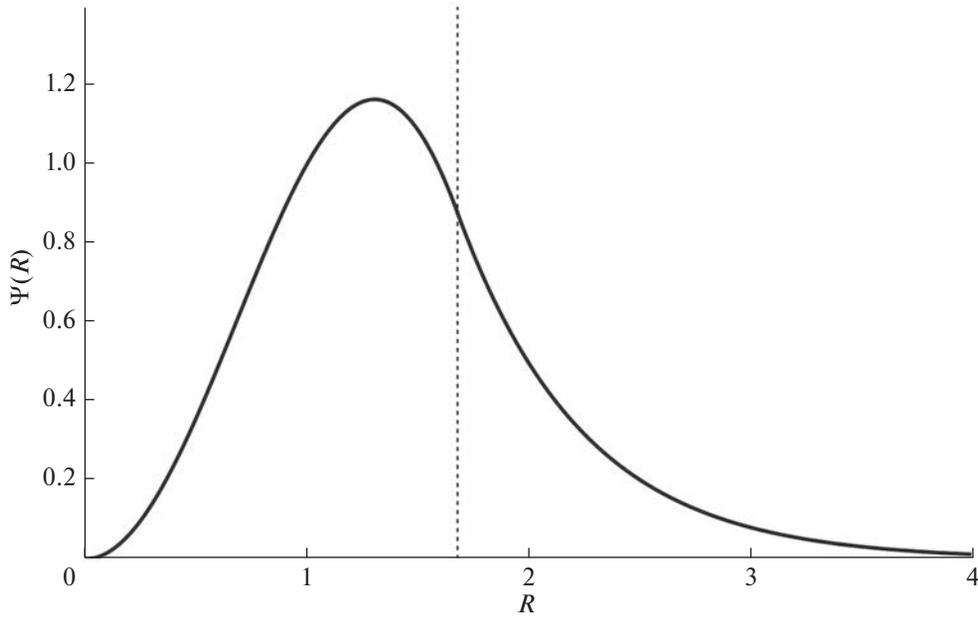


Рис. 1. Изменение функции тока $\Psi(R)$ в зависимости от безразмерного радиального расстояния R .

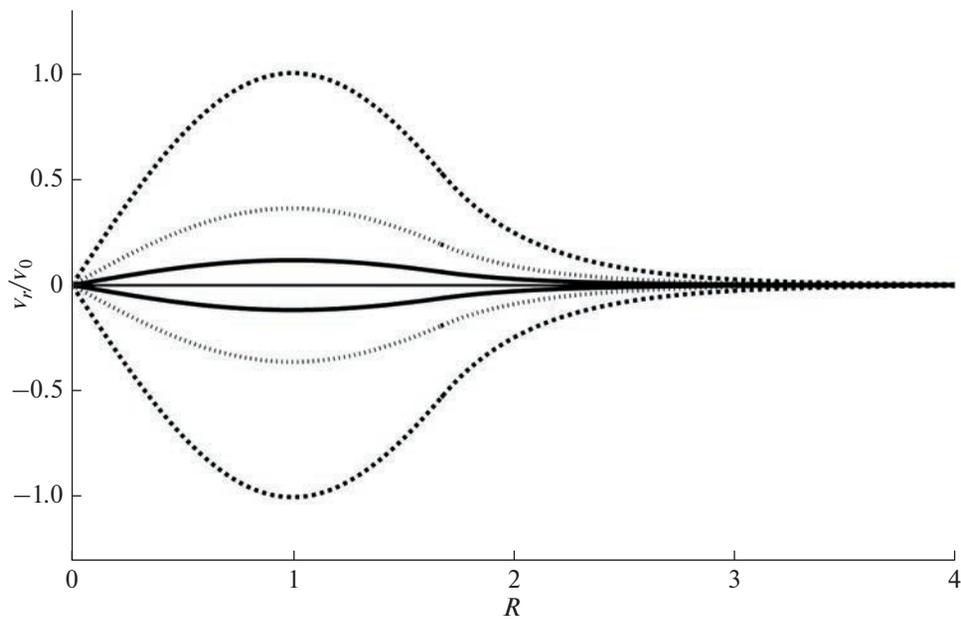


Рис. 2. Зависимость $v_r(R)/v_0$. Сплошная, пунктирная и штриховая линии отвечают значениям $\gamma t = 1, 2, 3$ соответственно; $r_0/L = 0.1$. Отрицательные скорости (подток) соответствуют высотам $0 < z < L/2$, положительные скорости (отток) отвечают высотам $L/2 < z < L$.

го движения жидкости конвективных ячеек описывает нарастающие во времени вертикальные потоки (или струи). Изменение вертикальной составляющей скорости (в единицах v_0 по отношению к безразмерному радиальному расстоянию от центра $R = r/r_0$) показано на рис. 3 для трех значений приращения γt .

4. МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ ВИХРЯ

Для исследования генерации вихревого движения используем азимутальную составляющую уравнения импульса (с учетом того, что $\partial/\partial\phi = 0$):

$$\frac{\partial v_\phi}{\partial t} + \frac{v_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\phi) + v_z \frac{\partial v_\phi}{\partial z} = 0, \quad (22)$$

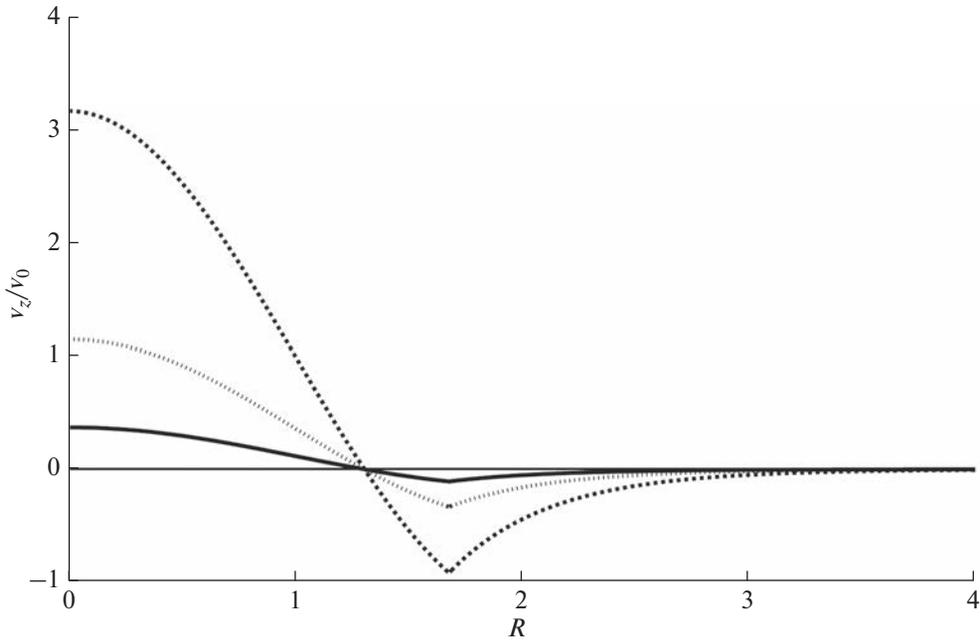


Рис. 3. Зависимость безразмерной вертикальной составляющей скорости v_z/v_0 от безразмерного радиального расстояния $R = r/r_0$. Рисунок отвечает выбору $f(z/L) = 0.1$. Сплошная, пунктирная и штриховая линии соответствуют $\gamma t = 1, 2, 3$. Если мы выбираем простейшую зависимость (19), то высота $z = L/2$ соответствует максимальной z -компоненте скорости. На этой высоте соответствующие скорости будут больше изображенных в 5 раз. Далее z -компонента скорости убывает с высотой.

где радиальная и вертикальная составляющие скорости задаются уравнениями (17)–(21). Для того, чтобы определить временную и пространственную эволюцию азимутальной составляющей скорости, мы будем искать решение для азимутальной составляющей скорости методом разделения переменных:

$$v_\varphi = v_{\varphi 0} y(t) f_0(z/L) V_{\varphi r}(R), \tag{23}$$

где $v_{\varphi 0} = \text{const}$. Для того, чтобы решение уравнения (22) определялось такой функцией с разделяющимися переменными, получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{d y(t)}{d t} = \gamma c_0 \text{sh}(\gamma t) y(t), \tag{24}$$

$$\frac{\tilde{v}_r}{R r_0} + \frac{\tilde{v}_r}{r_0 V_{\varphi r}(R)} \frac{d V_{\varphi r}(R)}{d R} + \frac{\tilde{v}_z}{L f_0(Z)} \frac{d f_0(Z)}{d Z} = -\gamma c_0, \tag{25}$$

где $c_0 = \text{const}$ – некоторое число (безразмерная константа), а каждая компонента со значком тильды означает множитель этой же функции без временной зависимости. Тогда решением уравнения (24) будет функция:

$$y(t) = \exp\{c_0 (\text{ch}(\gamma t) - 1)\}. \tag{26}$$

Подставим теперь решения (17), (18), (20), (21) в уравнение (25). В результате имеем:

$$f'(Z) \hat{V}_r(R) + f'(Z) \frac{R \hat{V}_r(R) d V_{\varphi r}(R)}{V_{\varphi r}(R) d R} - \frac{f(Z) \hat{V}_z(R) d f_0(Z)}{f_0(Z) d Z} = \frac{\gamma c_0 L}{v_0}, \tag{27}$$

где введены обозначения для внутренней ($0 \leq r < r_1$) и внешней ($r_1 \leq r < \infty$) областей:

$$\hat{V}_r^{\text{int}}(R) = \frac{J_1(\delta_0 R)}{R J_1(\delta_0)}, \tag{28}$$

$$\hat{V}_r^{\text{ext}}(R) = m \frac{K_1(\delta R)}{R K_1(\delta)}, \tag{29}$$

$$\hat{V}_z^{\text{int}}(R) = \delta_0 \frac{J_0(\delta_0 R)}{J_1(\delta_0)}, \tag{30}$$

$$\hat{V}_z^{\text{ext}}(R) = m \delta \frac{K_0(\delta R)}{K_1(\delta)}. \tag{31}$$

Легко видеть, что в простейшем случае (19) выбор решения $f_0(Z) = f(Z)$ приводит к разделению переменных. Заметим, что (19) можно несколько усложнить, чтобы скорость роста величин по вертикали C_1 была произвольной, и максимум величин достигался не посередине, а в пределах верти-

кального размера вихря в произвольной точке Z_1 безразмерной переменной Z : $0 < Z_1 < 1$. Можно выбрать $f(Z) = C_1 Z$, $Z \in [0, Z_1]$, и $f(Z) = C_1 Z_1 \times (1 - Z)/(1 - Z_1)$, $Z \in [Z_1, 1]$. При этом переменные тоже разделяются, изменяется временной ход азимутальной скорости, но математически это приведет лишь к изменению константы c_0 в правой части (27), поэтому мы рассмотрим простейший случай (19). Тогда решение для оставшейся радиальной функции соответственно во внутренней области ($0 \leq r < r_1$) и внешней области ($r_1 \leq r < \infty$) будет:

$$V_{\varphi r}^{\text{int}}(R) = \exp \left\{ - \int_R^1 \frac{\alpha_{1,2} + V_z^{\text{int}}(x) - V_r^{\text{int}}(x)}{R V_r^{\text{int}}(x)} dx \right\}, \quad (32)$$

$$V_{\varphi r}^{\text{ext}}(R) = \exp \left\{ \int_1^R \frac{\alpha_{1,2} + V_z^{\text{ext}}(x) - V_r^{\text{ext}}(x)}{R V_r^{\text{ext}}(x)} dx \right\}, \quad (33)$$

где постоянные величины α_1 и α_2 относятся соответственно к нижней части $0 \leq z \leq L/2$ и к верхней части $L/2 < z \leq L$ по высоте вихря, и для этих областей сделаны соответствующие подстановки $c_0 = \frac{\alpha_1 V_0}{\gamma L}$ и $c_0 = -\frac{\alpha_2 V_0}{\gamma L}$. Здесь знаки выбраны таким образом, чтобы в начальный момент времени затравочная азимутальная скорость была непрерывной по высоте. Если для верхней части вихря вместо знака минус выбрать знак плюс, то это приведет к очень быстрому затуханию вращения в верхней половине вихря. Разные значения постоянных величин α_1 и α_2 отвечают различным дифференциальным вращениям и разной динамике вихревого движения по высоте в области радиального подтока и оттока. Естественно, что для непрерывности потока в горизонтальной плоскости величины α_1 и α_2 должны быть одинаковы во внутренней области ($0 \leq r < r_1$) и внешней области ($r_1 \leq r < \infty$) вихря (на одной высоте). Если же выбрать разные значения α_1^{int} и α_1^{ext} , то этот выбор отвечает не просто дифференциальному вращению, а вращению с разрывом (сдвиг при $r = r_1$). Поскольку нас интересует случай единого вихря с непрерывным азимутальным вращением, то в этом случае $\alpha_{1,2}^{\text{int}} = \alpha_{1,2}^{\text{ext}} \equiv \alpha_0$.

Таким образом, задание величин $\delta, \alpha_0, v_0, v_{\varphi 0}$ и γ полностью определяет структуру и динамику вихря. Мы продолжим расчеты с прежними значениями этих параметров, выбрав $\alpha_0 = 0.01$. Выбираем для определенности $|v_{\varphi 0}| = v_0$, так как начальные скорости (в том числе затравочное вращение) должны быть сопоставимы (и мы будем искать отношение этих величин). С точки зрения физи-

ки это вопрос о том, какой начальной завихренности достаточно, чтобы мог возникнуть вихрь подобного масштаба, и сколько времени должна поддерживаться начальная закрутка, чтобы возникший вследствие неустойчивости радиальный подток и вертикальное течение смогли подпитывать возникшую структуру. По-видимому, с точки зрения идеальной гидродинамики закрутка должна поддерживаться в течение времени $\tau \sim 1/\gamma$, пока не нарастет скорость подтока; тогда надо выбрать $|v_{\varphi 0}| \approx v_0/e$. В дополнение к неустойчивости, приводящей к вертикальному и радиальному движению, вращение нарастает и поддерживается физически за счет сохранения момента импульса. Поэтому вихрь будет нарастать или поддерживаться до тех пор, пока вся область с первоначальной ненулевой закруткой не подтянется к оси за счет радиального подтока (следовательно, величина α_0 должна быть очень маленькой), а для движущегося вихря – пока он движется в области неустойчивости с ненулевой закруткой (ненулевой спиральностью).

Заметим, что мы могли бы выбрать разное направление вращения для верхней и нижней половины вихря и разную структуру (такая система связанного циклонического-антициклонического вращения встречается довольно часто, правда, для тропических циклонов). В этом случае R -распределение азимутальной скорости и ее динамика может различаться для верхней и нижней половины вихря.

Рисунки 2–4 демонстрируют экспоненциальную локализацию течения в радиальном направлении. В частности, на рис. 2 представлена зависимость радиальной составляющей нормированной скорости потока (v_r/v_0) от безразмерной величины R для трех различных значений γt и $r_0/L = 0.1$. Лучевая скорость сходится на оси симметрии и достигает максимального значения на радиальном расстоянии $R = 1$. В начальный момент скорость равна нулю, и со временем рост радиальной компоненты становится экспоненциальным. На рис. 3 представлена зависимость нормированной скорости вертикального потока (v_z/v_0) от той же самой безразмерной величины R при $z/L = 0.1$ и при трех различных значениях γt . Вертикальная скорость возрастает в соответствии с уравнениями (20) и (21). Видно, что v_z/v_0 достигает максимального значения в центре струи. В области $R \approx 1.3$ осевая компонента скорости обращается в нуль. В области $R > 1.3$ восходящее течение в центре струи переходит в нисходящее движение и достигает максимальных значений при $R = 1.68$. Далее скорость стремится к нулю на границе вихря.

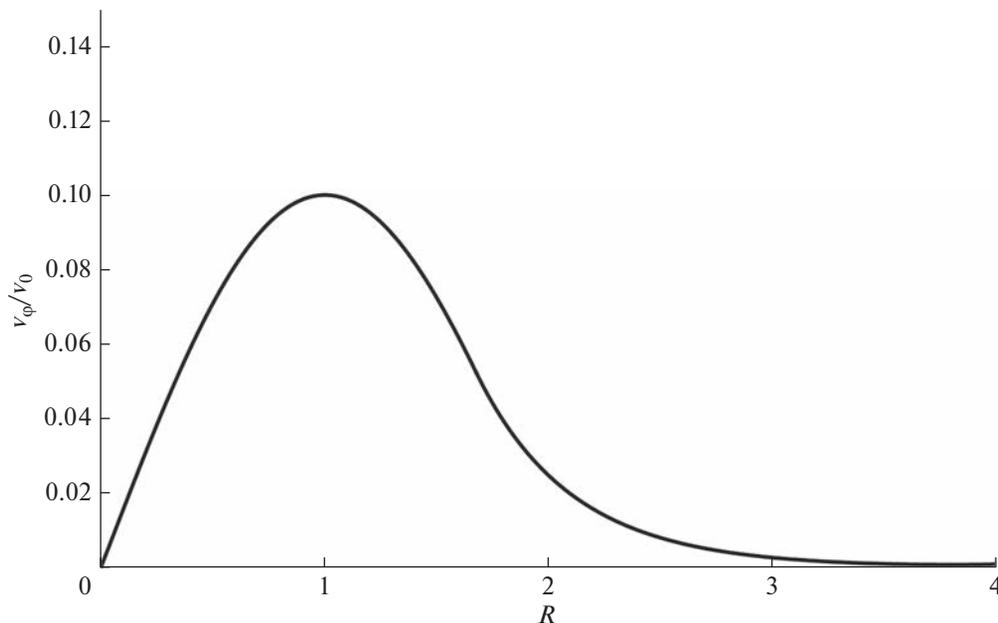


Рис. 4. Зависимость v_ϕ/v_0 при $\gamma t = 1$ на высоте $z/L = 0.1$.

На рис. 4 представлена зависимость азимутальной составляющей скорости v_ϕ/v_0 от расстояния R . За счет выбора различных значений α_0 можно получить различное дифференциальное вращение. Азимутальная скорость достигает максимальных значений при $R = 1$. В нижней половине вихря в максимуме по высоте ($z = L/2$) скорость будет в 5 раз больше изображенной на графике. Если радиальная и вертикальная скорости увеличиваются примерно в e раз при увеличении $\gamma t = 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow \dots$ на каждую единицу (рост стремится к экспоненциальному), то рост азимутальной скорости в нижней половине вихря стремится к сверх экспоненциальному закону. Хотя вначале азимутальная компонента скорости увеличивается медленно из-за малости α_0 , но уже после $\gamma t = 5$ ее увеличение резко обгоняет рост двух других компонент скорости (примерный рост на каждую единицу γt : в 1.08, 1.23, 1.77, 4.74, 68.76, 98729, ... раз). Поэтому мы не стали изображать этот рост.

Полученное в данной работе решение описывает генерацию и начальную стадию развития вихря, поэтому его применимость ограничена во времени, так как для описания перехода к квазистационарной стадии и описания такой стадии необходимо было бы использовать уравнения Навье-Стокса, что существенно усложняет задачу.

В случае $\omega_g^2 > 0$ неустойчивость не возникает, все гиперболические функции в решениях переходят в соответствующие тригонометрические функции, возмущения уносятся из области воз-

никновения с помощью ВГВ, и структура не развивается.

5. ВЫВОДЫ

В настоящей работе в рамках идеальной гидродинамики получено нелинейное уравнение для ВГВ в неустойчивой стратифицированной атмосфере, приводящее к образованию аксиально-симметричных структур, растущих во времени. Показано, что полученное уравнение можно свести к более простому уравнению, которое все еще содержит векторную нелинейность. Предложена функция тока $\Psi(R)$, которая позволяет свести данное нелинейное уравнение к уравнению, имеющему в качестве решений различные функции Бесселя. Путем согласования решений на границе конвективной ячейки, разделяющей внутреннюю область и внешнюю область, было получено аналитическое решение для радиальной и вертикальной компонент скорости, верное для всех радиальных расстояний R .

Предлагаемая модель зависит от пяти параметров: $\delta, \alpha_0, v_0, v_{\phi 0}$ и γ . Это позволяет в значительной мере варьировать пространственную структуру вихря, включая относительные величины компонент скорости, направления вращения, а также динамику развития вихря во времени. Очевидно, что область применимости решения по времени ограничена начальной стадией развития вихря (так как не учитывались диссипативные процессы). По пространственным переменным решение применимо, пока скорости не сравниваются с фо-

новыми значениями. Физически, область применимости решения ограничена областью существования неустойчивости и областью с ненулевым вращательным моментом.

Структура решения имеет следующий вид. Лучевая скорость сходится на оси симметрии и достигает максимального значения на определенном расстоянии R . С некоторой высоты приток сменяется радиальным оттоком. В начальный момент радиальная и вертикальная скорости равны нулю, и со временем их рост становится экспоненциальным. Вертикальный поток наибольший на оси вихря и достигает максимума на определенной высоте. По краям вихря реализуется нисходящее движение.

Таким образом, предлагаемая модель позволяет анализировать локализованные структуры полоидального движения жидкости, например, экспоненциально нарастающие во времени вертикальные струи в зависимости от R . Вихревое вращение оказывается дифференциальным. Радиальная структура азимутальной скорости определяется структурой начального возмущения. Азимутальная скорость может изменяться с высотой. Максимальное вращение достигается на определенной высоте. Рост азимутальной скорости происходит по сверхэкспоненциальному закону.

Область применимости предложенной модели ограничена относительно тонким слоем атмосферы, где развивается конвективная неустойчивость, но может быть расширена для объяснения генерации высокоскоростных астрофизических джетов или джетов в солнечной короне.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания Института физики Земли РАН и в рамках государственного задания по теме фундаментального научного исследования “Мониторинг” ИКИ РАН (122042500031-8).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Balme M., Greeley R.* Dust devils on Earth and Mars // *Rev. Geophys.* 44, RG3003. 2006.
- *Battaglia F., Rehm R.G., Baum H.R.* The fluid mechanics of fire whirls: An inviscid model // *Phys. Fluids* V. 12. P. 2859–2867. 2000.
- *Church C.R., Snow J.T., Baker G.L., Agee E.M.* Characteristics of Tornado-Like Vortices as a Function of Swirl Ratio: A Laboratory Investigation // *J. Atmos. Sci.* V. 36. P. 1755–1776. 1979.
- *Justice A.A.* Seeing the Inside of a Tornado // *Monthly Weather Review.* V. 58(5). P. 205–206. 1930.
- *Horton W., Miura H., Onishchenko O., Couedel L., Arnas C., Escarguel A., Benkadda S., Fedun V.* Dust devil dynamics // *J. Geophys. Res. Atmos.* V. 121. P. 7197–7214. 2016.
- *Ives R.L.* Behavior of Dust Devils // *Bull. Am. Meteorol. Soc.* V. 28. P. 168–174. 1947.
- *Larichev V.D., Reznik G.M.* On two-dimensional solitary Rossby waves // *Dokl. Akad. Nauk SSSR.* V. 231. P. 1077–1079. 1976.
- *Nalivkin D.V.* Hurricanes, Storms, and Tornadoes // *Geographic Characteristics and Geological Activity.* Rotterdam: A.A. Balkema, 1983.
- *Onishchenko O.G., Horton W., Pokhotelov O.A., Stenflo L.* Dust devil generation // *Phys. Scr.* V. 89. 075606. 2014.
- *Onishchenko O., Pokhotelov O., Horton W., Fedun V.* Dust devil vortex generation from convective cells // *Ann. Geophys.* V. 33. P. 1343–1347. 2015.
- *Onishchenko O.G., Horton W., Pokhotelov O.A., Fedun V.* Explosively growing vortices of unstably stratified atmosphere // *J. Geophys. Res. Atmos.* V. 121. P. 11–264. 2016.
- *Onishchenko O.G., Pokhotelov O.A., Astafeva N.M., Horton W., Fedun V.N.* Structure and dynamics of concentrated mesoscale vortices in planetary atmospheres // *Phys. Uspekhi.* V. 63. P. 683–697. 2020.
- *Raasch S., Franke T.* Structure and formation of dust devil-like vortices in the atmospheric boundary layer: A high-resolution numerical study // *J. Geophys. Res. Atmos.* V. 116. D16120. 2011.
- *Rafkin S., Jemmett-Smith B., Fenton L., Lorenz R., Take-mi T., Ito J., Tyler D.* Dust Devil Formation // *Space Sci. Rev.* V. 203. P. 183–207. 2016
- *Rennó N.O., Burkett M.L., Larkin M.P.* A Simple Thermodynamical Theory for Dust Devils // *J. Atmos. Sci.* V. 55 P. 3244–3252. 1998.
- *Renno N.O., Abreu V.J., Koch J., Smith P.H., Hartogensis O.K., De Bruin H.A.R., Burose D., Delory G.T., Farrell W.M., Watts C.J.* MATADOR 2002: A pilot field experiment on convective plumes and dust devils // *J. Geophys. Res. (Planets)* V. 109, E07001. 2004.
- *Sinclair P.C.* The Lower Structure of Dust Devils // *J. Atmos. Sci.* V. 30. P. 1599–1619. 1973.
- *Stenflo L.* Acoustic solitary vortices // *Phys. Fluids.* V. 30. P. 3297–3299. 1987.
- *Stenflo L.* Acoustic gravity vortices // *Phys. Scr.* V. 41. P. 641. 1990.
- *Thorarinsson S., Vonnegut B.* Whirlwinds Produced by the Eruption of Surtsey Volcano. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* V. 45(8). P. 440–444. 1964). Sinclair P.C. General Characteristics of Dust Devils // *J. Appl. Meteorol.* V. 8. P. 32–45. 1969.
- *Tohidi A., Gollner M.J., Xiao H.* Fire Whirls // *Annu. Rev. Fluid Mech.* V. 50. P. 187–213. 2018.

УДК 523.72:550.385.27

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АВРОРАЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ И ВОЗМУЩЕНИЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ

© 2023 г. Р. Вернер¹, В. Гинева¹, И. В. Дэспирак^{2, *}, А. А. Любчик², П. В. Сецко², А. Атанасов¹, Р. Божилова³, Л. Райкова¹, Д. Валев¹

¹Институт космических исследований и технологий Болгарской академии наук, Стара Загора, Болгария

²Полярный геофизический институт, Апатиты (Мурманская обл.), Россия

³Национальный институт геофизики, геодезии и географии Болгарской академии наук, София, Болгария

*e-mail: despirak@gmail.com

Поступила в редакцию 23.12.2022 г.

После доработки 25.03.2023 г.

Принята к публикации 28.03.2023 г.

По данным магнитометров сетей INTERMAGNET, SuperMAG и IMAGE проведен статистический анализ суббуревой активности в авроральных широтах за 2007–2020 гг. и ее связи с магнитными возмущениями на средних широтах. Появления и развитие магнитных возмущений в авроральных широтах контролировалось по IL -индексу (подобен AL -индексу, но рассчитан по данным IMAGE). За период 2007–2020 гг. были отобраны события, которые наблюдались около меридиана сети IMAGE, в ночном секторе (21–03 MLT). Использовались две выборки событий: 1) $IL < -200$ нТл не менее 10 мин, с дополнительным критерием наличия или отсутствия положительных бухт на станции Панагюриште в Болгарии; 2) изолированные суббури, наблюдавшиеся на меридиане IMAGE, согласно списка Ohtani and Gjerloev [2020]. Получены распределения IL -индекса, эмпирической и теоретической кумулятивной функции распределения, а также проведены оценки появления экстремальных событий. Показано, что, в целом, распределения IL хорошо описываются экспоненциальными функциями, и из всех событий в ~65% случаях наблюдались события, сопровождающиеся среднеширотными положительными бухтами, причем с ростом интенсивности возмущений их доля увеличивалась. Оказалось, что события с положительными бухтами в средних широтах и изолированные суббури лучше описываются распределением Вейбулла для экстремальных событий. Из обоих распределений выделены годовая и полугодовая вариации: годовые вариации имеют летний минимум и зимний максимум, полугодовые – максимумы около дней равноденствия, что, скорее всего, связано с эффектом Рассела-Макферрона. Показано также, что полугодовая вариация более выражена для событий с сопутствующими среднеширотными положительными бухтами.

DOI: 10.31857/S0016794022600727, EDN: OQIRYV

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, суббури связаны с импульсным высвобождением накопленной магнитосферной энергии из хвоста магнитосферы [например, McPherron, 1970; Sergeev et al., 2011]. В отличие от магнитных бурь, продолжительность суббури в среднем составляет 0.5–2 ч. Трехмерная система токов суббури связана с развитием в ионосфере авроральных электроджетов (восточного и западного), расположенных между втекающими и вытекающими токами [Iijima and Potemra, 1978; Kamide and Akasofu, 1975]. По данным наземных магнитометров развитие магнитной суббури проявляется как появление отрицательных бухт горизонтальной компоненты магнитного поля на авро-

ральных широтах и положительных бухт (Mid-latitude Positive Bays – MPB) в средних широтах [Akasofu and Meng, 1969; McPherron et al., 1973]. При этом отрицательные бухты соответствуют усилению и движению к полюсу западного электроджета, развивающегося на ночной стороне во время взрывной фазы суббури, а положительные бухты в средних широтах связаны с развитием продольных токов токового клина суббури, через которые западный электроджет замыкается на разрыв тока в плазменном слое магнитосферы [McPherron et al., 1973; McPherron, 1978; Kerko et al., 2015].

Для описания интенсивности суббуревой активности были разработаны различные геомагнитные индексы, которые созданы на основе

наблюдений наземных обсерваторий. Индексы авроральной электроструи *AE*, *AL*, *AU* были введены в 1966 году с помощью анализа вариаций магнитного поля на 12 обсерваториях, расположенных в авроральных широтах [Davis and Sugiura, 1966]. Отметим, что использование только 12 станций в авроральной зоне недостаточно для определения суббуревых возмущений на высоких или низких широтах, такого типа возмущения будут слабо проявляться в *AE*, *AL*, *AU*-индексах. Однако с появлением большой сети магнитных обсерваторий SuperMAG (<https://supermag.jhuapl.edu/>), расположенных по всему миру, этот недостаток удалось преодолеть. Индексы *SME* (*SML*, *SMU*), рассчитанные по данным SuperMAG, аналогичны *AE* (*AL*, *AU*) индексу [Gjerloev, 2009; Newell and Gjerloev, 2011a]. Существует также сеть магнитометров IMAGE (<https://space.fmi.fi/image/www/>), которая была создана в 1991 году для изучения магнитных возмущений в Скандинавии. Меридиональный профиль магнитометров IMAGE протягивается от субавроральных до высоких широт (от $\sim 52^\circ$ до $\sim 79^\circ$ географической широты). В отличие от других индексов, геомагнитные индексы, рассчитанные на основе данных IMAGE, обозначаются как *IE*, *IU* и *IL* [Viljanen et al., 2006].

Недавно был предложен МРВ (Mid-latitude Positive Bay) индекс [Chu, 2015; McPherron and Chu, 2017, 2018]. Существуют два немного отличающихся списка МРВ индекса за период примерно с 1982 года, их можно найти в дополнительной информации к интернет-версии статьи McPherron and Chu (2018). Различия в методиках расчета описаны, например, в работе McPherron and Chu (2017). Главное различие состоит в том, что список McPherron получен по данным 35 станций с геомагнитной широтой λ_{mag} между -45° и 45° , тогда как список Chu составлен по данным 41 станции северного и южного полушарий с $20^\circ < |\lambda_{\text{mag}}| < 52^\circ$. Основное преимущество нового индекса состоит в использовании наблюдений среднеширотных станций, что дает возможность отслеживать суббуревые возмущения даже в случаях отсутствия данных на более высоких широтах.

Отметим, что для описания интенсивности магнитных бурь также используются различные геомагнитные индексы, которые характеризуют общие планетарные возмущения (*Kp*, *Ap*, *ap*, *Am*, *am*, *Aa*, *aa*, *Dst*) [Яновский, 1978; Murayama, 1974; Matzka et al., 2021].

Существование полугодовых и годовых вариаций геомагнитной активности известно с середины 19го века [Broun, 1848; Sabine, 1852]. Вариации наблюдаются на всех широтах. На низких широтах, в *Dst*-индексе, вариации описаны, например, в работах [Cliver et al., 2000; O'Brien and McPherron, 2002]. На средних широтах вариации в *Am*, *Ap*

и *Kp* индексах изучались Berthelier [1976], Ranga-
rajan and Iyemori [1997], Нусинов и др. [2015]. В авроральных широтах Sing et al. [2013], Guo et al. [2012] анализировали вариации авроральных индексов и показали, что *AE*, *AL*, *SME*, *SML* имеют значительную сезонную зависимость с максимумом в дни равноденствий, тогда как индексы *AU* и *SMU* имеют только летний максимум. Fu et al. [2021] исследовали частоту возникновения суббурь и показали, что число суббурь максимально в период равноденствий. Полугодовые вариации являются более значительными для интенсивных суббурь. Аналогичные сезонные характеристики имеют локальные индексы *IE*, *IL* и *IU*. Guo et al. [2014] исследовали сезонные вариации силы тока западного и восточного электроджета. Они показали, что сезонные вариации представляют собой комбинации годовых и полугодовых циклов. Сравнение вариаций геомагнитной активности на разных широтах, включая полярную шапку, проводилось Lyatsky and Tan [2003]. Авторы пришли к выводу, что абсолютная амплитуда вариаций в *Dst*, *Ap*, *Am* и *AL*-индексах является близкой по величине, тогда как относительная амплитуда резко уменьшается с ростом широты.

Для объяснения полугодовых и годовых вариаций геомагнитной активности было предложено несколько “геометрических” гипотез, основанных на взаимной ориентации осей вращения Земли и Солнца, направления их магнитных полей, наклона эклиптики и так далее. Сюда можно отнести эффект Рассела–Макферрона [Russell and McPherron, 1973], равноденственный эффект [McIntosh, 1959; Boller and Stolov, 1970; Svalgaard et al., 2002], осевой эффект [Cortie, 1912; Bartels, 1932] и эффекты асимметрии в солнечном ветре и в солнечных магнитных полушариях [Mursula et al., 2011]. Подробное обсуждение гипотез можно найти, например, в статьях Yoshida [2009] и Lockwood et al. [2020] и приведенных в них ссылках. До сих пор нет единого мнения, какой из эффектов вносит основной вклад в наблюдаемые полугодовые и годовые вариации геомагнитной активности. Обычно предпочтение отдается эффекту Рассела–Макферрона, объясняющего вариации относительной ориентацией осей вращения Солнца и Земли к плоскости эклиптики и ориентацией оси магнитного диполя Земли.

В последние десятилетия активно развиваются статистические методы анализа распределения геомагнитных индексов. Они, в частности, позволяют корректно определить наиболее вероятные значения индексов. Например, Mikhailov et al. [2005], анализируя распределение *Ap*-индекса, показали, что распределение достигает максимума при *Ap* около 5, после чего начинается почти экспоненциальный спад. Кроме этого, можно оценить вероятность экстремальных событий. Используя логнормальное распределение для

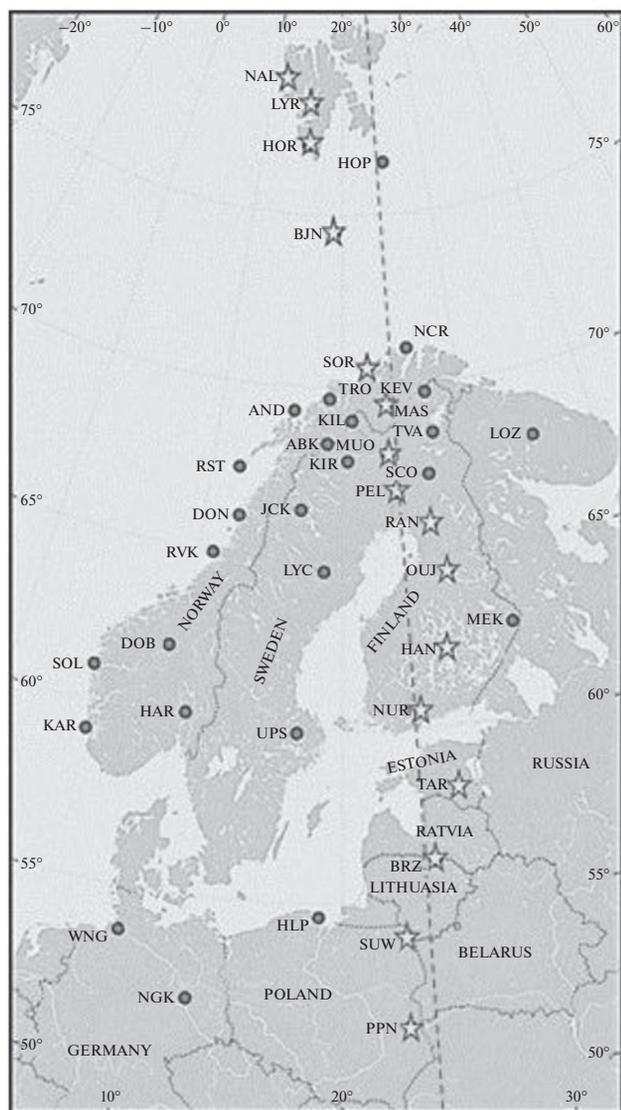


Рис. 1. Карта расположения магнитометров сети IMAGE, кружками отмечены все станции IMAGE, звёздочками – станции меридиональной цепочки PPN-NAL. Пунктирной линией отмечен меридиан, на котором находится болгарская ст. Панагюриште.

Dst -индекса, Love et al. [2015] пришли к выводу, что геомагнитная буря с $Dst \leq -850$ нТл (событие Кэррингтона; минимальная оценка интенсивности) должна происходить примерно 1.13 раз в столетие. Yermolaev et al. [2013], предполагая степенное распределение в области больших отрицательных Dst и используя верхнюю оценку интенсивности события Кэррингтона ($Dst = -1760$ нТл), установили, что такое событие может происходить не чаще одного раза в 500 лет. Gopalswamy [2018], используя распределение Вейбулла, исследовал экстремальные события на Солнце и их влияние на процессы на Земле. Были получены оценки параметров событий, которые можно

ожидать раз в столетие и раз в тысячелетие. Распределение пиковых значений Dst во время геомагнитных бурь аппроксимировалось экспоненциальным законом [Echer et al. 2011] и распределением Парето [Tsubouchi and Omura, 2007; Riley, 2012]. Обобщенное распределение Парето использовалось для изучения индексов AL , AU и AE [Nakatsuma et al., 2015], а также для анализа вариаций магнитного поля в Европе и скорости его изменения [Thomson et al., 2011].

В настоящей работе на основе методов статистической обработки вариаций магнитного поля по данным болгарской станции Панагюриште (PAG) на средних широтах и индекса IL авроральной электроструи по сети IMAGE на авроральных и высоких геомагнитных широтах проведен анализ появления суббуревых возмущений за период с 2007 по 2020 года. Надо отметить, что кроме отбора суббурь путем визуального контроля магнитограмм, существуют программные алгоритмы их обнаружения, в том числе, на основе анализа вариаций геомагнитных индексов. Так, например, с помощью анализа вариаций IL -индекса был создан алгоритм обнаружения суббурь по сети IMAGE, в котором суббуря определяется как событие, при котором быстрое уменьшение IL превышает 80 нТл/15 мин [Tanskanen, 2009]. В нашей работе использован иной критерий, который подробно описан в разделе 3. Исследования проводились для двух выборок суббуревых событий ($IL < -200$ нТл), когда наблюдалась или отсутствовала положительная бухта (MPB) в горизонтальной компоненте на станции PAG. Кроме того, проводилось сравнение полученных результатов с результатами, полученными по выборке изолированных суббурь на меридиане IMAGE, сделанной на основе списка суббурь Ohtani and Gjerloev [2020].

2. ДАННЫЕ

Геомагнитная активность на скандинавском меридиане IMAGE определялась по IL -индексу, который вычисляется по той же методике, что и AL -индекс [Davis and Sugiura, 1966], но по данным наблюдений выбранных станций сети IMAGE (https://space.fmi.fi/image/www/il_index_panel.php). Здесь при расчетах IL -индекса мы использовали две меридиональные цепочки станций PPN-SOR и PPN-NAL. На рис. 1 в географических координатах показана карта станций IMAGE, где кружками отмечены станции IMAGE, звездочками – станции меридиональной цепочки PPN-NAL. Отметим, что PPN-SOR-цепочка состоит из 12 станций, расположенных от 51.4° (47.1°) до 70.5° (67.3°) географической (геомагнитной) широты, а PPN-NAL-цепочка заканчивается севернее, на архипелаге Шпицберген, на станции NAL ($\sim 78.9^\circ$ (76.2°) географической (геомагнитной)

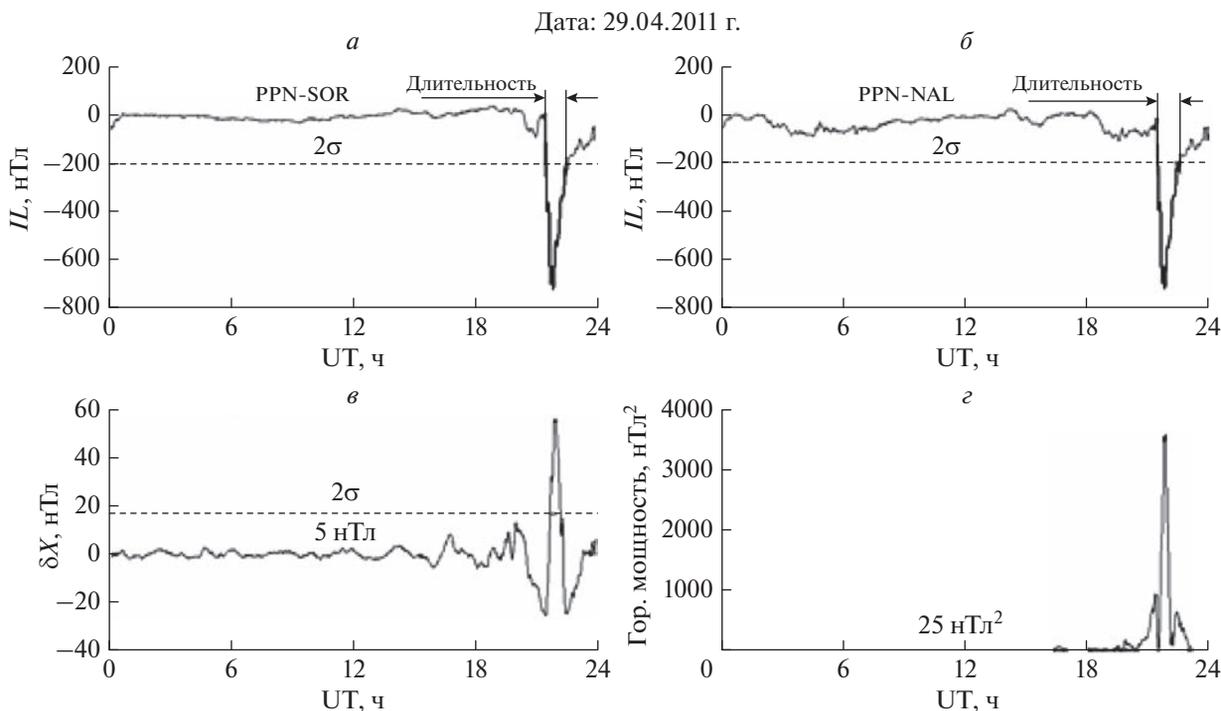


Рис. 2. Событие 29.04.2011: вариации IL -индекса, рассчитанного по цепочке PPN-SOR (а), по цепочке PPN-NAL (б), вариации X -компоненты магнитного поля (в) и горизонтальной мощности на станции PAG (г). Горизонтальными пунктирными линиями показаны величины 2σ , 5 нТл и 25 нТл². Вертикальными линиями отмечены моменты, по которым определялась длительность события.

широты), т.е. цепочка PPN-NAL состоит из 4 дополнительных станций на высоких широтах (https://space.fmi.fi/image/www/station_selection.html). Были проанализированы вариации IL -индекса, рассчитанного по данным двух цепочек за период с 2007 по 2020 гг. Следует заметить, что с 2007 по 2014 год меридиональная цепочка станций началась на более высоких широтах, на станции TAR ($\sim 58.2^\circ$ (54.5°) географической (геомагнитной) широты), с января 2015 ее продлили на более низкие широты, добавив две станции BRZ и SUW станции ($\sim 54^\circ$ (50°) географической (геомагнитной) широты), а с января 2018 года добавили еще станцию PPN. Но в статье, для единообразия, мы будем обозначать эту цепочку как PPN-NAL для всего исследуемого периода, с 2007 по 2020 год.

Среднеширотные положительные бухты определялись по данным станции Панагюриште ($\sim 42.5^\circ$ географической и $\sim 36.9^\circ$ геомагнитной широты), которая расположена немного западнее (на географической (геомагнитной) долготе $\sim 24.2^\circ$ ($\sim 97.2^\circ$) меридиональной цепочки PPN-NAL сети IMAGE, но, в целом, ее можно считать, как продолжение этой цепочки на более низкие широты. Данные наблюдений в Панагюриште взяты из базы данных INTERMAGNET (<https://intermag.net.github.io>). Отметим, что за период с 2007 года по 2020 гг. данные по магнитному полю имеют

лишь небольшие провалы, за исключением временного интервала с сентября по октябрь 2017 года, когда в обсерватории был установлен резервный магнитометр. Данные были получены с помощью системы загрузки данных, разработанной в Национальном институте геофизики, геодезии и географии Болгарской академии наук [Божилова, 2017].

Изолированные суббури определялись согласно списку событий, размещенному на сайте SuperMAG (<https://supermag.jhuapl.edu/substorms/>). Список был создан на основе анализа вариаций SML -индекса, содержит информацию о моменте начала и локализации наиболее сильных возмущений суббури [Ohtani and Gjerloev, 2020]. На основе этого списка с 2010 по 2019 гг. были выбраны для анализа только события, которые наблюдались около меридиана сети IMAGE, т.е. с 18 до 01 ч UT (21:04 MLT).

3. ОТБОР СОБЫТИЙ

В нашей работе использован следующий критерий определения суббуревых возмущений: $IL < -200$ нТл с длительностью отрицательного пика в IL -индексе не менее 10 мин. Чтобы определить длительность события, были рассчитаны дисперсии и среднеквадратичные отклонения σ

для IL -индекса для каждого дня. Пример выбора события для анализа представлен на рис. 2, где показан IL -индекс для 29 апреля 2011 г., рассчитанный по станциям цепочки PPN-SOR (рис. 2а) и по цепочке PPN-NAL (рис. 2б). Горизонтальной штриховой линией на рисунках показан нижний предел интервала 2σ , моменты пересечения линии 2σ с графиком IL показаны вертикальными линиями, интервал между ними показывает длительность события. На рис. 2в представлена вариация X -компоненты магнитного поля (на рис. 2 обозначена как δX) на станции PAG, горизонтальными пунктирными линиями обозначены значения 2σ и 5 нТл, которые используются для определения наличия положительной бухты на станции PAG. Мы считаем, что положительная бухта (MPB) наблюдалась, только если около пика IL -индекса вариация X -компоненты магнитного поля (δX) превышала 5 нТл и одновременно превышала предел 2σ , где σ -квадратичное отклонение, рассчитанное по вариациям X -компоненты для данного дня.

Надо отметить, что события стационарной магнитосферной конвекции (SMC) также попадают в нашу статистику, так как во время этих событий могут быть магнитные возмущения – конвективные бухты (конвективные суббури). И если они достаточно интенсивные $IL < -200$ нТл, то тоже включены в статистику, так как мы не выделяли и не удаляли их из рассмотрения, т.е. рассматриваются все возмущения, превышающие пороговое значение IL .

На рис. 2г представлена горизонтальная мощность магнитного поля на станции PAG, которая фактически представляет собой MPB-индекс, рассчитанный по данным только одной станции PAG. Для расчета горизонтальной мощности была разработана программа, основанная на алгоритме расчетов MPB-индекса [Chu, 2015; McPherron and Chu, 2017], но с некоторыми небольшими изменениями. Дополнительно к исходному алгоритму были введены процедуры обнаружения пробелов и пиков в данных. Кроме того, мы заменили процедуру обнаружения дней с сильной возмущенностью магнитного поля, использовавшуюся McPherron and Chu [2017], на процедуру, основанную на критерии выбросов Граббса [Grubbs and Beck, 1972]. Все процедуры обработки данных и расчеты подробно описаны в статье Werner et al. [2021]. На рис. 2г пунктирная горизонтальная линия показывает величину 25 нТл², соответствующую критерию выбора положительной бухты по критерию $\delta X > 5$ нТл, так как горизонтальная мощность пропорциональна квадратам X - и Y -компонент. Отметим, что графики, подобные представленным на рис. 2в и рис. 2г, были построены для каждого дня и загружены в интернет, на сайт (https://magnetic.nuclearmodels.net/Catalog_MPB/). Таким образом, для наших ста-

статических исследований были созданы две выборки событий для суббуревых возмущений, сопровождающихся и не сопровождающихся положительными бухтами в Панагюриште. Выборки сделаны для ночного сектора, т.е. с 18:00 до 24:00 UT (с 21:00 до 03:00 MLT), где обычно происходят суббури. Далее в тексте эти выборки событий, где использованы только данные сети IMAGE, обозначим как IMAGE-PPN-NAL и IMAGE-PPN-SOR.

Для сравнения результатов и контроля, что выбранные события представляют собой суббуревые возмущения, мы взяли еще одну выборку событий. Она основана на списке изолированных суббурь, который находится на сайте SuperMAG [Ohtani and Gjerloev, 2020]. Этот список создан на основе вариаций SML -индекса и содержит информацию о моменте начала изолированных суббурь с 1995 по 2019 г. Мы отобрали для анализа только события с 2010 по 2019 гг.; рассматривался интервал UT, когда станции сети IMAGE находились в ночном секторе. Каждому моменту начала изолированной суббури было сопоставлено минимальное значение IL -индекса, наблюдаемое за 2 ч после момента начала. Расчеты IL -индекса проводились по данным IMAGE для двух меридиональных цепочек станций PPN-NAL и PPN-SOR. Далее в статье для отличия наших выборок событий будем обозначать события по списку изолированных суббурь (isolated substorm – IS) как IS-PPN-NAL и IS-PPN-SOR.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Статистические исследования распределения IL -индекса

Важной характеристикой статистического ансамбля является его распределение. На рис. 3а представлены гистограммы IL -индекса, полученные по выборкам событий IMAGE-PPN-NAL (черным цветом) и IMAGE-PPN-SOR (серым цветом). Для всего исследуемого интервала (2007–2020 гг.) значения IL -индекса были отсортированы по интенсивности и распределены по классам. Ширина класса была выбрана 50 нТл. Отметим, что выборка событий для PPN-NAL включает выборку для PPN-SOR, но примерно на треть больше нее.

Видно, что обе гистограммы IMAGE-PPN-NAL и IMAGE-PPN-SOR убывают почти экспоненциально. На дополнительной маленькой панели на рис. 3а более подробно показаны события с $IL < -1200$ нТл. Видно, что было всего несколько интенсивных событий. Причем, события с $IL < -2200$ нТл относятся к суперсуббуре 7–8 сентября 2017 г. Это одна из нескольких суперсуббурь, которые наблюдались, когда станции IMAGE находились в ночном секторе, и на них были заре-

гистрированы экстремально сильные возмущения магнитного поля [Дэспирак и др., 2020].

Обе гистограммы IMAGE-PPN-NAL и IMAGE-PPN-SOR были аппроксимированы экспоненциальным распределением. Эмпирическая функция плотности вероятности (DPF) f получается по нормализованной гистограмме N_i/A .

Теоретическая экспоненциальная DPF определяется выражением

$$f_{\text{exp}}(x) = \lambda \exp^{-\lambda x}, \quad x \geq 0, \quad (1)$$

где x в нашем случае равен $x = -(IL + 200 \text{ нТл})$ и $IL \leq -200 \text{ нТл}$. За значения x надо взять середины интервалов.

Эмпирическая кумулятивная функция распределения (CDF) F_i определяется простым суммированием $F_i = \sum_{j=1}^i N_j/N$. Теоретическая CDF

F задается формулой $F(x) = \int_{-\infty}^x f(t) dt$. Для экспоненциальной CDF получается

$$F_{\text{exp}}(x) = 1 - \exp^{-\lambda x}, \quad x \geq 0, \quad (2)$$

и она определяет вероятность $P(X < x)$ случайной величины X . Параметр λ может быть оценен как $\frac{1}{\bar{x}}$, чтобы эмпирическая функция CDF соответствовала теоретической.

Эмпирические функции CDF для обеих цепочек представлены на рис. 3б вместе с их аппроксимацией теоретической экспоненциальной функцией CDF. Видно, что оба распределения очень похожи, а параметры $\lambda_{\text{PPN-SOR}} = 0.00465/\text{нТл}$ и $\lambda_{\text{PPN-NAL}} = 0.00487/\text{нТл}$ практически идентичны. Мы проверили с помощью теста Колмогорова-Смирнова для двух выборок, что распределения не различаются на уровне значимости 0.05. Это означает, что они происходят из одного и того же статистического ансамбля.

Вероятность того, что случайная переменная X больше определенного x $P(X > x)$, определяется как $1 - P(X < x) = 1 - F(x)$, и для экспоненциального распределения получим $P(X > x) = \exp^{-\lambda x}$. Таким образом, графическое представление $\sum_{j=1}^i N_j/N$ в логарифмическом масштабе для экспоненциального распределения представляет собой прямую линию с наклоном λ .

На рис. 3в показана интенсивность потока событий, т.е. число наблюдений с индексом IL , меньшим определенного значения IL , отнесенное к одному году. Наклон прямой линии на этом графическом представлении равен λ/y , где y — количество лет наблюдений. Из рис. 3в видно, что частота появления событий с $IL < -1500 \text{ нТл}$ равна 4 событиям в 10 лет, для событий с $IL < -1750$ —

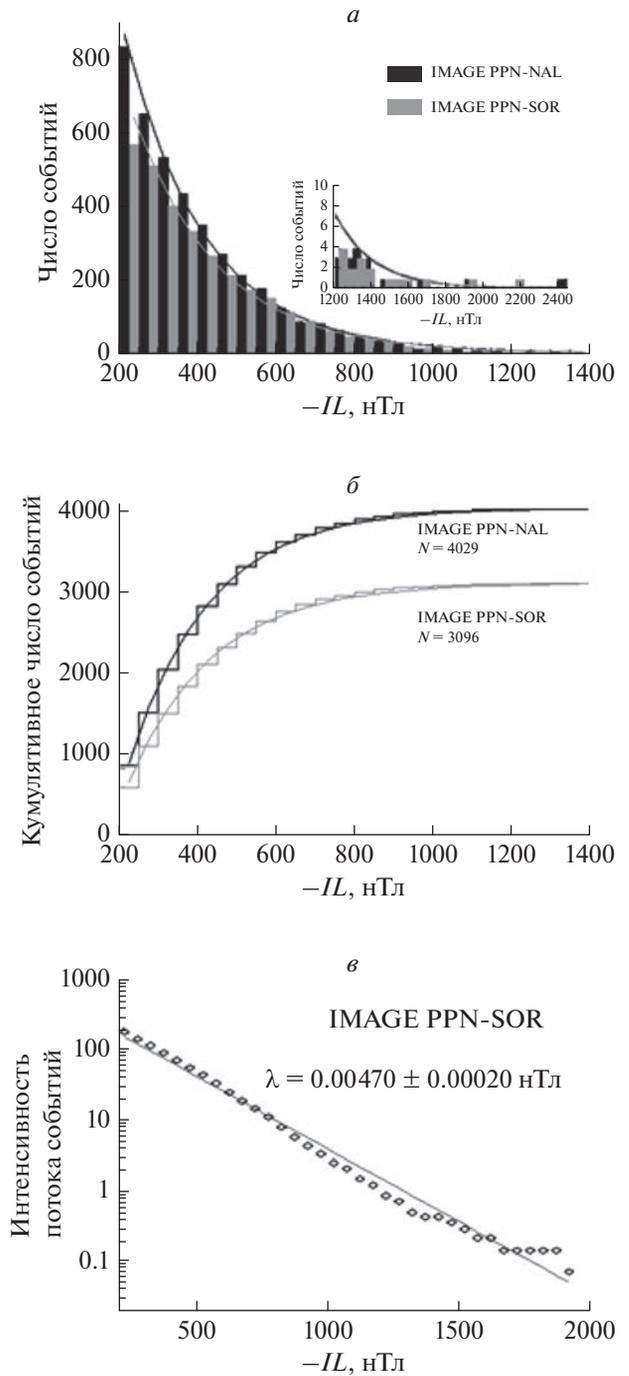


Рис. 3. Гистограммы IL -индекса, рассчитанного по двум цепочкам PPN-SOR (серый цвет) и PPN-NAL (черный цвет). Сплошными линиями показаны их аппроксимации экспоненциальными распределениями. Гистограммы больших значений $IL < -1200 \text{ нТл}$ представлены на дополнительной панели (а). Эмпирическая кумулятивная частота и теоретическая кумулятивная частота, рассчитанные с одним и тем же параметром λ (б). Интенсивность потока событий в год для PPN-NAL. Эмпирическая зависимость показана кружками, а теоретическое приближение — сплошной линией (в).

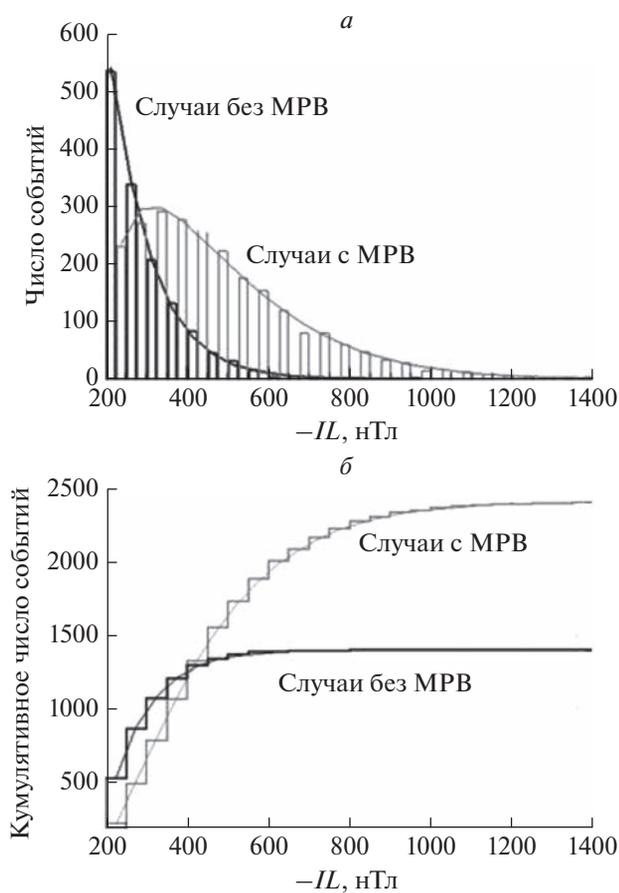


Рис. 4. Гистограммы распределения IL -индекса для событий с положительной бухтой (MPB) в Панагюриште (серый цвет) и без положительной бухты (черный цвет). Сплошными линиями показана аппроксимация гистограмм распределением Вейбулла (а); подобные гистограммы для кумулятивного числа событий (б).

один раз в 10 лет. Отметим, что это получено только для выбранной меридиональной цепочки и ограниченного по MLT сектора (21–24 ч).

Рассмотрим распределение суббуравых событий, когда на станции Панагюриште регистрировались положительные бухты (MPB) и когда бухты MPB не наблюдались. Гистограммы распределения IL -индекса для событий с положительными бухтами (серый цвет) и без них (черный цвет) представлены на рис. 4. Число случаев без MPB монотонно падает с ростом модуля IL . Распределение IL для случаев с MPB вначале возрастает с ростом модуля IL так, что при ~ -300 нТл наблюдается почти равное количество событий с MPB и без MPB. При $IL < -600$ нТл почти все события сопровождаются среднеширотными бухтами MPB. На рис. 4б показаны подобные гистограммы для кумулятивного числа событий, формат рис. 4б подобен формату рис. 4а. Видно, что кумулятивная функция CDF для событий без по-

ложительных бухт MPB насыщается очень быстро и не превышает $\sim 35\%$ всех событий. Соответственно в $\sim 65\%$ случаев наблюдались события, сопровождающиеся среднеширотными положительными бухтами.

Для описания эмпирического хода IL -индекса хорошо подходит распределение Вейбулла [Weibull, 1951; Coles, 2001]. Отметим, что, хотя распределение IL -индекса без MPB бухт может быть также описано экспонентой, но оказалось, что использование распределения Вейбулла дает гораздо лучшее приближение. Для распределения Вейбулла известны различные параметризации. Мы используем следующее определение PDF:

$$f_{\text{Weib}}(x) = \alpha\beta[(\alpha x)^{\beta-1}] \exp[-(\alpha x)^{\beta}]. \quad (3)$$

Кумулятивная функция CDF имеет вид

$$F_{\text{Weib}}(x) = 1 - \exp[-(\alpha x)^{\beta}]. \quad (4)$$

Параметры распределения α и β были получены с помощью программы Statistica. Для событий, когда не было положительных бухт MPB, мы нашли $\alpha = 0.00996$ и $\beta = 1.0334$, а для событий с сопутствующими бухтами MPB мы получили $\alpha = 0.00340$ и $\beta = 1.3154$. Эмпирическая функция CDF представлена на рис. 4б вместе с теоретической, рассчитанной по уравнению (4). Из графика видно, что распределения Вейбулла подходят для описания наблюдаемого распределения IL -индекса. Это неудивительно, поскольку определение $IL(t)$ как минимальной величины $IL_n(t)$, где n – номер станции, приводит к экстремальному распределению значений IL . Одним из трех основных типов распределений экстремальных значений как раз является распределение Вейбулла. Следует отметить, что экспоненциальное распределение является частным случаем распределения Вейбулла при $\beta = 1$. Действительно, значение $\beta = 1.0334$, наблюдаемое для распределения для событий, когда не было сопутствующих MPB, выглядит как экспоненциальное распределение и β не отклоняется значительно от 1. Таким образом, все распределения индекса IL аврорального электроджета ($IL < -200$ нТл) как для выборки событий за весь период 2007–2020 гг., так и для выборок с положительными бухтами MPB и без них, могут быть описаны распределениями экстремальных значений Вейбулла.

4.2. Годовые и полугодовые вариации

Рассмотрим полугодовые и годовые вариации IL -индекса для наших выборок событий. На рис. 5 представлено распределение по месяцам IL -индекса, полученное для изолированных суббурь в период с 2010 по 2019 г. IL -индекс рассчитывался двумя способами: по данным всех скандинавских станций (без Шпицбергена) (серый цвет) или по

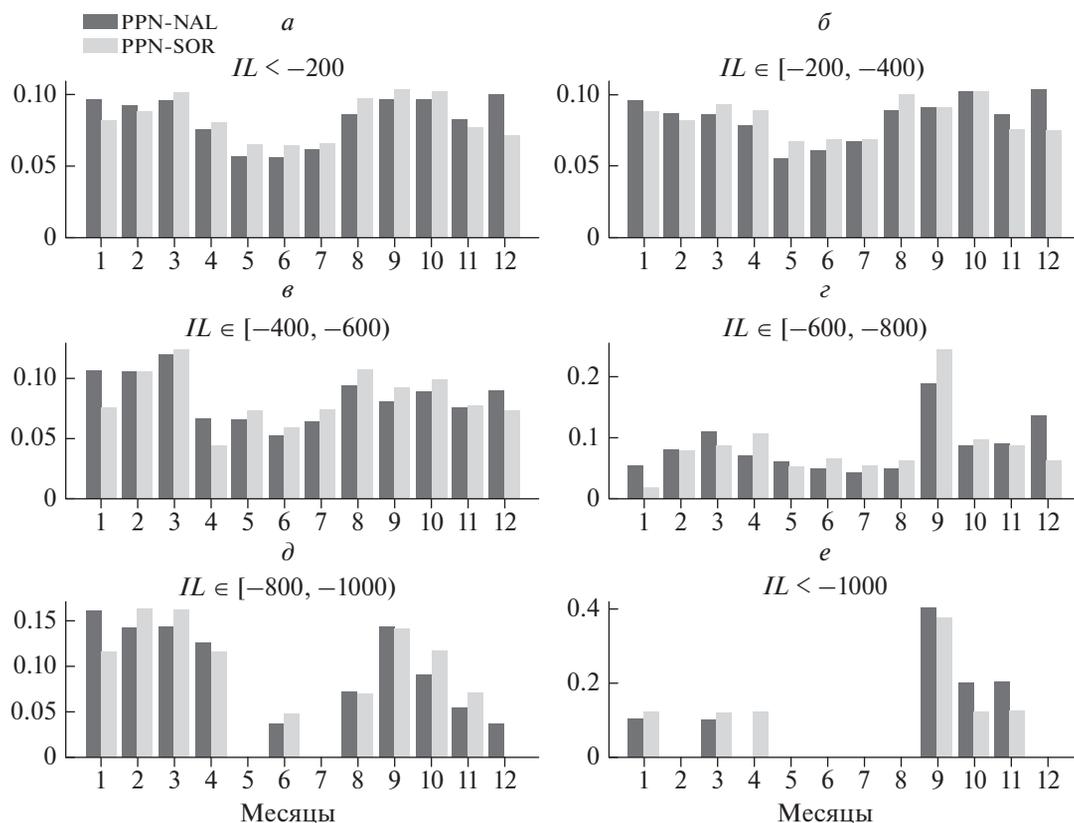


Рис. 5. Распределение по месяцам IL -индекса для событий списка изолированных суббурь во время 2010–2019 гг. Индекс IL рассчитывался по всем скандинавским станциям (без Шпицбергена) (серые столбики) и по цепочке станций PPN-NAL (черные столбики): (а) – для всех событий с $IL < -200$ нТл; (б, в, г, д, е) – для событий, разделенных на классы: $-400 \text{ нТл} \leq IL < -200 \text{ нТл}$; $-600 \text{ нТл} \leq IL < -400 \text{ нТл}$; $-800 \text{ нТл} \leq IL < -600 \text{ нТл}$; $-1000 \text{ нТл} \leq IL < -800 \text{ нТл}$; $IL \leq -1000 \text{ нТл}$.

данным цепочки PPN-NAL (черный цвет). Видно, что сезонная зависимость наблюдается при любом способе вычисления IL -индекса. Кроме того, осенне-весенние максимумы наблюдались как для всех событий (рис. 5а), так и для событий, разделенных на разные классы по интенсивности IL : $-400 \text{ нТл} \leq IL < -200 \text{ нТл}$; $-600 \text{ нТл} \leq IL < -400 \text{ нТл}$; $-800 \text{ нТл} \leq IL < -600 \text{ нТл}$; $-1000 \text{ нТл} \leq IL < -800 \text{ нТл}$; $IL \leq -1000 \text{ нТл}$. (рис. 5б–5е). При этом амплитуда сезонных вариаций составляла ~40 случаев, что соответствует ~25% от среднемесячного значения. Во время максимумов в период равноденствий наблюдалось около 200 суббурь, а во время летнего минимума – около 120 суббурь. Из рис. 5б–5е видно, что с ростом интенсивности западного аврорального электродрожжа полугодовой эффект становится более ярко выраженным: летний минимум исчезает, преобладают осенне-весенние максимумы.

Интересно сравнить сезонный ход для событий изолированных суббурь и для событий с сопутствующими положительными бухтами на станции Панагюриште. Распределение по месяцам нормированного числа событий для случаев с МРВ

представлено на рис. 6 (формат рис. 6 подобен формату рис. 5). IL -индекс рассчитывался по данным двух цепочек станций: PPN-SOR (серый цвет) и PPN-NAL (черный цвет). Для обоих распределений хорошо видна сезонная зависимость, наличие осеннего и весеннего максимума, но амплитуда сезонных колебаний немного больше для событий, рассчитанных по цепочке PPN-SOR, чем по PPN-NAL. Кроме того, максимумы равноденствий находятся между 0.11 и 0.12, при этом летний минимум составляет около 0.045. Максимальные отклонения от среднегодового значения 0.0833, разница 0.115–0.08, составляет ~45%, что почти в два раза больше, чем получилось для распределения событий изолированных суббурь (рис. 5).

Из распределения по месяцам с помощью Фурье гармоник были выделены годовая и полугодовая вариации, результат представлен на рис. 7 для двух выборок событий, когда расчеты IL -индекса производились по цепочке PPN-NAL (рис. 7а) и PPN-SOR (рис. 7б). Сезонные вариации показаны сплошной жирной линией, выделенные из них годовая и полугодовая вариации – пунктир-

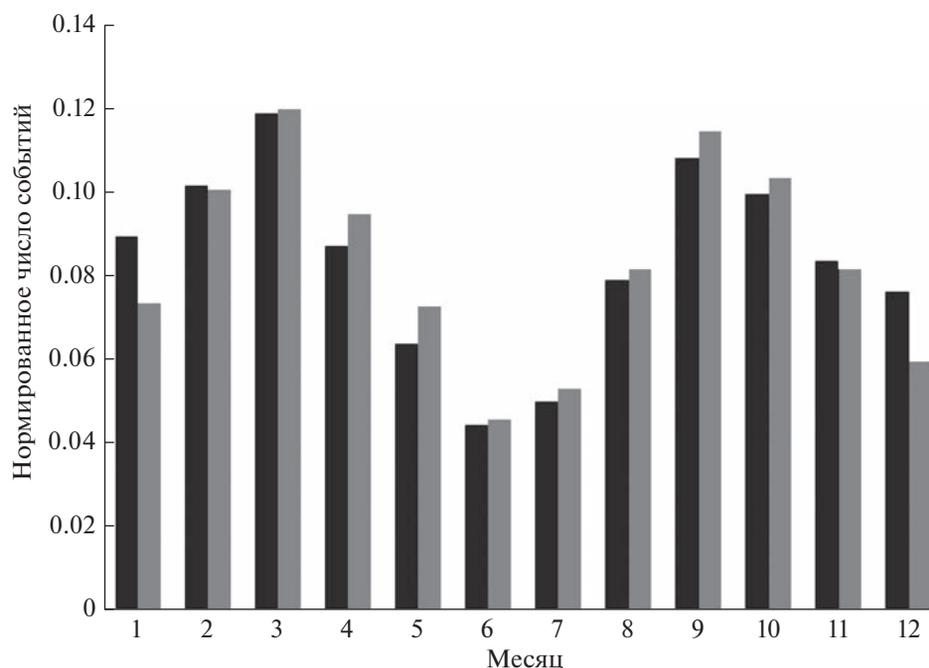


Рис. 6. Распределение по месяцам нормированного количества случаев IL -индекса во время событий с положительными бухтами (MPB) в Панагюриште. Индекс IL по цепочке PPN-SOR — показан серыми столбиками, по цепочке PPN-NAL — черными столбиками. Формат рисунка подобен формату рис. 5.

ной и штрихпунктирной линиями, соответственно. Сумма годовой и полугодовой составляющих показана тонкой сплошной линией. Годовые и полугодовые вариации были выделены с помощью гармоник Фурье из месячного распределения (рис. 6) следующим образом:

$$RN(n) = a_{an} \sin\left(\frac{2\pi n}{T}\right) + b_{an} \cos\left(\frac{2\pi n}{T}\right) + a_{san} \sin\left(\frac{2\pi n}{2}\right) + b_{san} \cos\left(\frac{2\pi n}{2}\right) + \varepsilon(n) \quad (5)$$

для $n = 0, \dots, 11$.

Коэффициенты детерминации (R^2) составляют 0.952 и 0.975 для цепочек PPN-NAL и PPN-SOR, соответственно. С помощью критерия Стьюдента мы проверили значимость коэффициентов гармонического ряда Фурье. Оказалось, что для обеих групп событий (рис. 7а и рис. 7б) в годовой вариации значим только член с косинусом (cos), уровень значимости 0.05. Остаточные значения $\varepsilon(n)$ не показывают каких-либо периодических изменений и распределены случайным образом.

Из рис. 7 следует, что сумма годовых и полугодовых вариаций (тонкая линия) хорошо соответствует исходному распределению по месяцам (жирная линия). Видно, что годовой ход имеет летний минимум и зимний максимум, причем вариации сильнее для цепочки PPN-NAL, что связа-

но, возможно, с большей освещенностью в летние месяцы на севере. Полугодовые вариации показывают максимумы во время равноденствий. Полугодовые вариации максимума равноденствия для цепочки PPN-SOR составляют около 0.30 и немного сильнее, чем вариации, наблюдаемые для цепочки PPN-NAL, где максимум равноденствия составляет около 0.25. Более детальный расчет показывает, что максимумы приходятся не точно на дни равноденствий, а наблюдаются 3 апреля/3 октября для цепочки PPN-NAL и 7 апреля/6 октября для цепочки PPN-SOR.

5. ДИСКУССИЯ

Для периода 2007–2020 г. получены распределения IL -индекса и кумулятивной функции распределения для выборки событий с $IL < -200$ нТл (IMAGE-PPN-NAL и IMAGE-PPN-SOR), а также проведены оценки появления экстремальных событий (рис. 3). Видно, что распределение IL -индекса содержит лишь несколько событий интенсивных суббурь $IL < -1500$ нТл. Это объясняется тем, что был выбран довольно узкий долготный интервал регистрации событий (меридиональные цепочки PPN-NAL и PPN-SOR) и ограниченный сектор по MLT (21–3 ч). Получилось, что за 14 лет только 5 событий с $IL < -1500$ нТл было зарегистрировано на цепочке PPN-SOR в интервале 18–24 UT, т.е. 0.35 событий в год. Эта величина несколько занижена, так как известно, что бывают

суббури с $IL < -2000-2500$ нТл, но целью работы было не показать общее распределение событий по интенсивности, а исследовать соотношение между суббуриями, наблюдавшимися в авроральной зоне, на меридиане IMAGE, и положительными бухтами в средних широтах, на станции Панагюриште.

Проанализировав события с МРВ и без них за 2007–2020 гг., мы получили, что событий без положительных бухт МРВ было в ~ 2 раза меньше, чем событий с МРВ (рис. 4). Кумулятивная функция (CDF) для событий без положительных бухт МРВ составляла $\sim 35\%$, т.е. $\sim 65\%$ событий сопровождалась среднеширотными положительными бухтами. Известно, что положительные бухты на средних широтах являются индикатором наличия токового клина суббури [McPherron et al., 1973; Керко et al., 2015], и, следовательно, можно утверждать, что в 65% случаях отобранные события являлись суббуриями. Из рис. 3 следует также, что с ростом интенсивности событий доля кумулятивной функции без положительных бухт МРВ резко уменьшается, а начиная примерно с $IL < -600$ нТл практически все события сопровождалось положительными бухтами, т.е. были суббуревыми возмущениями.

На наш взгляд, интересно сравнить полученные результаты с результатами, полученными по случаям, которые заведомо были суббуриями, т.е. по выборке изолированных суббурь [Ohtani and Gjerloev, 2020], которые наблюдались на том же меридиане IMAGE в период 2009–2019 гг., в ночном секторе (от 18 до 01 UT). Результат статистического исследования представлен на рис. 8. Показаны гистограммы IL -индекса, формат рис. 8 подобен формату рис. 3, расчеты по IS-PPN-SOR показаны серым цветом, по IS-PPN-NAL – черным цветом. Эти распределения также подходят для описания распределением Вейбулла, при этом распределение событий для цепочки IS-PPN-NAL ближе к экспоненциальному распределению, а для цепочки IS-PPN-SOR – ближе к распределению событий с сопровождающими положительными бухтами (МРВ). Разница в результатах по двум цепочкам станций, возможно, связана с тем, что в распределение IS-PPN-NAL дают вклад суббури, которые наблюдаются на очень высоких широтах, над Шпицбергенем, так называемые полярные суббури [Дэспирак и др., 2014]. И хотя было показано, что эти суббури также сопровождаются положительными бухтами, но эти бухты часто наблюдались на широтах выше станции Панагюриште [Дэспирак и др., 2022].

На рис. 8б представлены кумулятивные функции распределения событий для двух разных цепочек станций PPN-NAL и PPN-SOR. Отметим, что количество изолированных суббурь было примерно в два раза меньше, чем число событий,

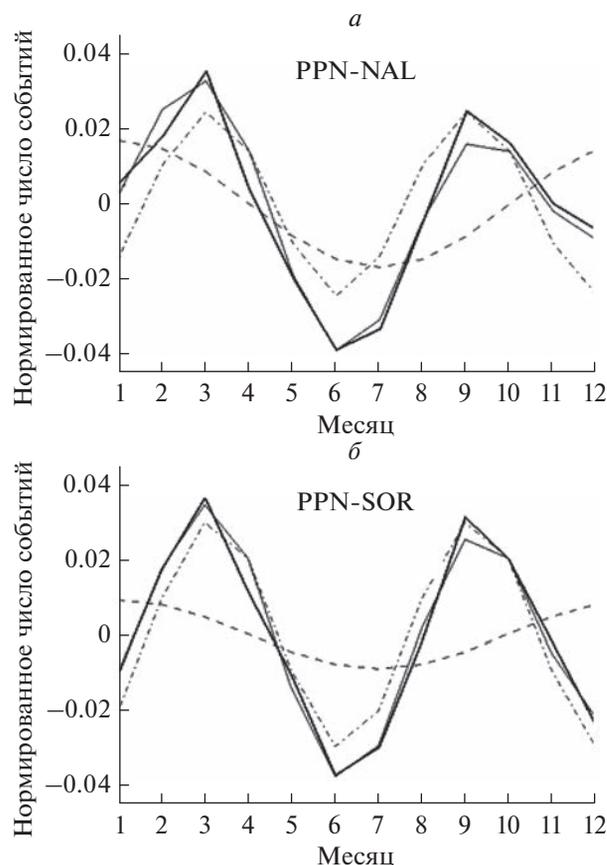


Рис. 7. Распределение по месяцам нормированного количества случаев IL -индекса (жирная черная линия) для разных цепочек: (а) PPN-SOR; (б) PPN-NAL; годовая (пунктирная) линия и полугодовая (пунктирно-точечная) линия. Линия аппроксимации сумм годовой и полугодовой составляющих (тонкая линия): (а) для месячных значений цепочки PPN-SOR и (б) для месячных значений цепочки PPN-NAL.

представленных на рис. 3. Надо отметить, что и в список изолированных суббурь Ohtani and Gjerloev [2020] включены не все события суббурь, так как одним из условий является начало суббури на относительно спокойном фоне ($SML > -100$ нТл для $-30 \leq T \leq -1$ мин). Это условие фактически ограничивает количество интенсивных суббурь, так как они обычно начинаются на фоне возмущенных условий ($SML < -100$ нТл).

Для двух наших выборок событий – изолированных суббурь (IS-PPN-NAL и IS-PPN-SOR) и событий с положительными бухтами (IMAGE-PPN-SOR и IMAGE-PPN-NAL) – были проанализированы сезонные вариации, из которых были выделены годовая и полугодовая вариации (рис. 5–7). Годовые вариации для цепочки PPN-NAL сильнее, чем для цепочки PPN-SOR из-за большей освещенности в летние месяцы на севере. Показано, что для IL -индекса также существует сезонный ход с максимумами около

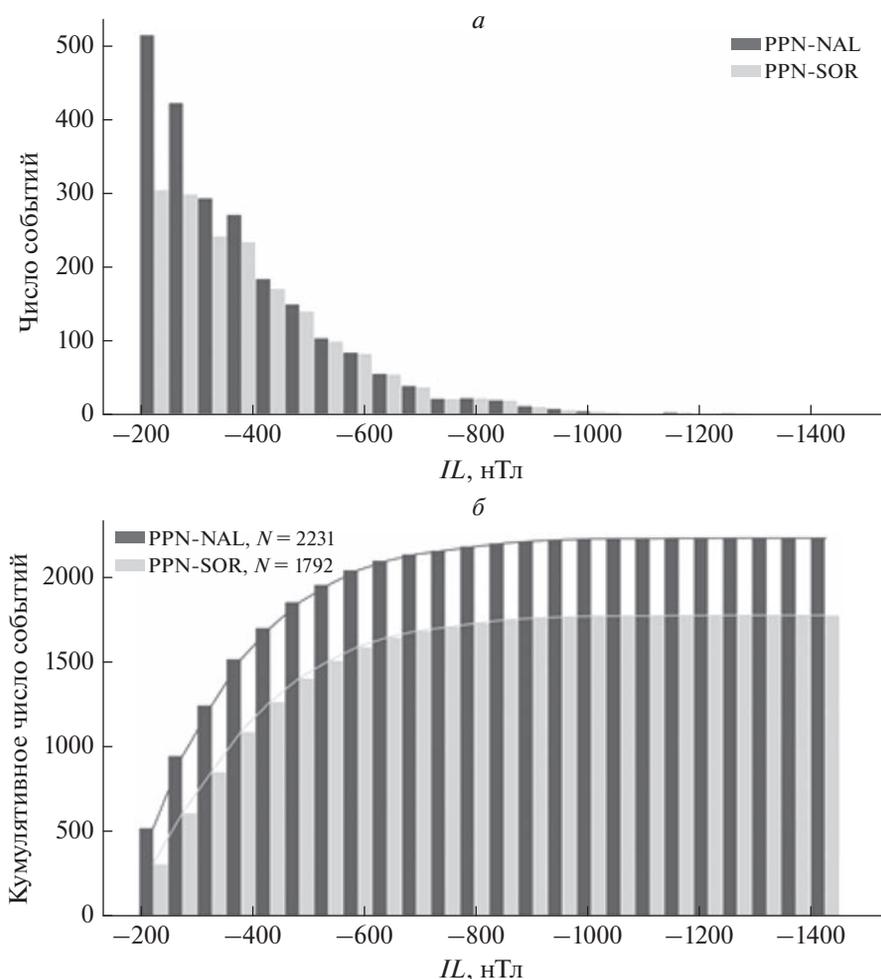


Рис. 8. Гистограммы IL -индекса (а) и кумулятивное число событий для изолированных суббурь (б), формат рисунка подобен формату рис. 3а и рис. 3б. IL -индекс рассчитывался по двум цепочкам IS-PPN-SOR (серый цвет) и IS-PPN-NAL (черный цвет).

дней равноденствия, подобно другим геомагнитным индексам [Sing et al., 2013]. Кроме того, с ростом IL этот эффект становится более выраженным, что согласуется с результатами работы Fu et al. [2021], где авторы показали, что полугодовые вариации являются более значительными для интенсивных суббурь. Сравнение результатов, полученных по двум разным выборкам событий (рис. 5, 6), приводит к выводу, что более сильная полугодовая вариация наблюдается для событий с сопутствующими положительными бухтами МРВ, чем для событий изолированных суббурь. При этом, появление максимумов полугодовых вариаций в апреле и октябре может быть связано с эффектом Рассела-МакФеррона.

Используемый в работе индекс IL в первую очередь характеризует уровень геомагнитной активности. Отметим, что большое значение имеет также скорость изменения геомагнитной активности. Оценка статистических распределений ва-

риабельности геомагнитного поля важны, например, для оценивания вероятностей опасных уровней ГИТ в ЛЭП [Воробьев и др., 2019; Tsurutani and Hajra, 2021; Дэспирак и др., 2022]. Это важный вопрос, который стоит исследовать более подробно в будущих работах.

6. ВЫВОДЫ

Статистический анализ геомагнитной активности по двум выборкам событий на меридиане IMAGE показал, что:

1) эмпирические распределения для событий IMAGE-PPN-NAL и IMAGE-PPN-SOR хорошо описываются экспоненциальными функциями, при этом распределения для цепочек PPN-NAL и PPN-SOR статистически неразличимы. Определена интенсивность потока событий, частота встречаемости событий с $IL < -1500$ нТл около 0.35 случаев/год.

2) эмпирические распределения для событий с сопутствующими положительными бухтами МРВ на ст. Панагюриште (IMAGE-PPN-SOR) и эмпирические распределения для изолированных суббурь (IS-PPN-NAL и IS-PPN-SOR) описываются распределением Вейбулла, что свидетельствует о том, что это события из одинаковых статистических ансамблей.

3) в ~65% случаев IMAGE-PPN-NAL наблюдались события, сопровождающиеся среднеширотными положительными бухтами, с ростом интенсивности их доля увеличивалась, и начиная примерно с $IL < -600$ нТл практически все события сопровождались МРВ, т.е. являлись суббуревыми возмущениями.

4) для обеих выборок событий выделяются годовая и полугодовая вариации. Полугодовая вариация имеет максимумы около дней равноденствия, что на наш взгляд, связано с эффектом Рассела–Макферрона. При этом для выборки IMAGE-PPN-SOR с МРВ вариации сильнее, чем для изолированных суббурь.

5) годовые вариации имеют летний минимум и зимний максимум, причем для событий по цепочке PPN-NAL вариации сильнее, чем для цепочки PPN-SOR, возможно, из-за большей освещенности в летние месяцы на высоких широтах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность создателям базы данных IMAGE (<http://space.fmi.fi/image/>), SuperMAG (<http://supermag.jhuapl.edu/>), INTERMAGNET (<https://intermagnet.github.io/>) за возможность их использования в работе. Мы также благодарим за возможность использования списка изолированных суббурь, полученного по методике Ohtani и Gjerloev [Ohtani and Gjerloev, 2020], индексов *SMU* и *SML* [Newell and Gjerloev, 2011b]; и сотрудничество с SuperMAG [Gjerloev, 2012]. Мы выражаем благодарность Институту геофизики, геодезии и географии Болгарской академии наук и коллективу сотрудников, обеспечивающих поддержку работы приборов обсерватории Панагюриште (Болгария), за возможность использования в работе данных обсерватории Панагюриште.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа Р. Вернера, В. Гиневой, А. Атанасова, Р. Божиловой, Л. Райковой и Д. Валева выполнена при поддержке проекта Национального научного фонда Болгарии (проект № КП-06-Русия/15). Работа И.В. Дэспирак, А.А. Любича и П.В. Сецко выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Национального научного фонда Болгарии (проект № 20-55-18003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Божилова Р.* Автоматизирована система за събиране на геофизични данни – приложение XLV // Сборник на “Национална конференция по въпроси на обучение по физика”, София, 6–9 Април 2017. С. 55–59. 2017.
- *Воробьев А.В., Пилипенко В.А., Сахаров Я.А., Селиванов В.Н.* Статистические взаимосвязи вариаций геомагнитного поля, аврорального электроджета и геоиндуцированных токов // Солнечно-земная физика. Т. 5. № 1. С. 48–58. 2019. <https://doi.org/10.12737/szf-51201905>
- *Дэспирак И.В., Любич А.А., Клейменова Н.Г.* “Полярные” и “высокоширотные” суббури и условия в солнечном ветре // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 5. С. 619–626. 2014. <https://doi.org/10.7868/S0016794014050046>
- *Дэспирак И.В., Клейменова Н.Г., Громова Л.И., Громов С.В., Малышева Л.М.* Суперсуббури во время бурь 7–8 сентября 2017 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 3. С. 308–317. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020030049>
- *Дэспирак И.В., Сецко П.В., Сахаров Я.А., Любич А.А., Селиванов В.Н., Валев Д.* Наблюдения геомагнитных индуцированных токов на Северо-Западе России: отдельные случаи // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 6. С. 721–733. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0016794022060037>
- *Нусинов А.А., Руднева Н.М., Гинзбург Е.А., Дремухина Л.А.* Сезонные вариации статистических распределений индексов геомагнитной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 4. С. 511–516. 2015. <https://doi.org/10.7868/S0016794015040100>
- *Яновский Б.М.* Земной магнетизм. Л.: Издательство Ленинградского университета, 1978. 592 с.
- *Akasofu S.-I., Meng C.I.* A study of polar magnetic substorms // J. Geophys. Res. V. 74. № 1. P. 293–313. 1969. <https://doi.org/10.1029/JA074i001p00293>
- *Bartels J.* Terrestrial-magnetic activity and its relation to solar phenomena // Terr. Magn. Atmos. Electr. V. 37. № 1. P. 1–52. 1932. <https://doi.org/10.1029/TE037i001p00001>
- *Berthelier A.* Influence of the polarity of the interplanetary magnetic field on the annual and the diurnal variations of magnetic activity // J. Geophys. Res.: Space Physics. V. 81. № 25. P. 4546–4552. 1976. <https://doi.org/10.1029/JA081i025p04546>
- *Boller B.R., Stolov H.L.* Kelvin Helmholtz instability and the semiannual variation of geomagnetic activity // J. Geophys. Res. V. 75. № 31. P. 6073–6084. 1970. <https://doi.org/10.1029/JA075i031p06073>
- *Broun J.A.* Observations in magnetism and meteorology made at Makerstoun in Scotland, in 1844. The Aurora Borealis // Trans. R. Soc. Edinburgh. V. 18. 401–402. 1848. <https://doi.org/10.1017/S0080456800039077>
- *Chu X.* Configuration and generation of substorm current wedge, Los Angeles: University of California, Los Angeles, 2015. (A dissertation submitted in partial satisfaction of the requirements for the degree Doctor of Philosophy in Geophysics and Space Physics).
- *Cliver E.W., Kamide Y., Ling A.G.* Mountains versus valleys: Semiannual variation of geomagnetic activity // J. Geophys.

- Res. V. 105. № A2. P. 2413–2424. 2000.
<https://doi.org/10.1029/1999JA900439>
- *Coles S.* An Introduction to Statistical Modeling of Extreme Values. Springer, London. 2001.
- *Cortie A.L.* Sun-spots and terrestrial magnetic phenomena, 1898–1911: the cause of the annual variation in magnetic disturbances // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* V. 73. № 1. P. 52–60. 1912.
<https://doi.org/10.1093/mnras/73.1.52>
- *Davis T.N., Sugiura M.*, Auroral electrojet activity index AE and its universal time variations // *J. Geophys. Res.* V. 71. № 3. P. 785–801. 1966.
<https://doi.org/10.1029/JZ071i003p00785>
- *Despirak I.V., Kleimenova N.G., Lubchich A.A., Malysheva L.M., Gromova L.I., Roldugin A.V., Kozelov B.V.*, Magnetic Substorms and Auroras at the Polar Latitudes of Spitsbergen: Events of December 17, 2012. *Bull. Russian Acad. Sci: Physics.* V. 86. № 3. P. 266–274. 2022.
<https://doi.org/10.3103/S1062873822030091>
- *Echer E., Gonzalez W.D., Tsurutani B.T.* Statistical studies of geomagnetic storms with peak *Dst* ≤ –50 nT from 1957 to 2008 // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* V. 73. № 11–12. P. 1454–1459. 2011.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2011.04.021>
- *Fu H., Yue C., Zong Q.-G., Zhou X.-Z., Fu S.* Statistical characteristics of substorms with different intensity // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 126. № 8. 2021. e2021JA029318.
<https://doi.org/10.1029/2021JA029318>
- *Gjerloev J.W.* A global ground-based magnetometer initiative // *EOS Trans. AGU.* V. 90. № 27. P. 230–231. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2009EO270002>
- *Gjerloev J.W.* The SuperMAG data processing technique // *J. Geophys. Res.* V. 117. № A9. A09213. 2012.
<https://doi.org/10.1029/2012JA017683>
- *Gopalswamy N.* Chapter 2 – Extreme Solar Eruptions and their Space Weather Consequences / *Extreme Events in Geospace – Origins, Predictability, and Consequences*, edited by Natalia Buzulukova, Elsevier. P. 37–63. 2018.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-12-812700-1.00002-9>
- *Grubbs F.E., Beck G.* Extension of Sample Sizes and Percentage Points for Significance Tests of Outlying Observations // *Technometrics.* V. 14. № 4. P. 847–854. 1972.
<https://doi.org/10.2307/1267134>
- *Guo J., Feng X., Pulkkinen T.I., Tanskanen E.I., Xu W., Lei J., Emery B.A.* Auroral electrojets variations caused by recurrent high-speed solar wind streams during the extreme solar minimum of 2008 // *J. Geophys. Res.* V. 117. № A4. A04307. 2012.
<https://doi.org/10.1029/2011JA017458>
- *Guo J., Liu H., Feng X., Pulkkinen T.I., Tanskanen E.L., Liu C., Zhong D., Wang Z.* // MLT and seasonal dependence of auroral electrojets: IMAGE magnetometer network observations // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 119. № 4. P. 3179–3188. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2014JA019843>
- *Iijima T., Potemra T.A.* Large-scale characteristics of field aligned currents associated with substorms // *J. Geophys. Res.* V. 83. № 2. P. 599–615. 1978.
<https://doi.org/10.1029/JA083iA02p00599>
- *Kamide Y., Akasofu S.-I.* The auroral electrojet and global auroral features // *J. Geophys. Res.*, V. 80. № 25. P. 3585–3602. 1975.
<https://doi.org/10.1029/JA080i025p03585>
- *Kepko L., McPherron R.L., Amm O., Apatenkov S., Baumjohann W., Birn J., Lester M., Nakamura R., Pulkkinen T.I., Sergeev V.* Substorm Current Wedge Revisited // *Space Sci. Rev.* V. 190. P. 1–46. 2015.
<https://doi.org/10.1007/s11214-014-0124-9>
- *Lockwood M., Owens M.J., Barnard L.A., Haines C., Scott C.J., McWilliams K.A., Coxon J.C.* Semi-annual, annual and Universal Time variations in the magnetosphere and in geomagnetic activity: 1. Geomagnetic data // *J. Space Weather Space Clim.* V. 10. Art. 23. 2020.
<https://doi.org/10.1051/swsc/2020023>
- *Love J.J., Rigler E.J., Pulkkinen A., Riley P.* On the lognormality of historical magnetic storm intensity statistics: Implications for extreme-event probabilities // *Geophys. Res. Lett.* V. 42. № 16. P. 6544–6553. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2015GL064842>
- *Lyatsky W., Tan A.* Latitudinal effect in semiannual variation of geomagnetic activity // *J. Geophys. Res.* V. 108. № A5. 1204. 2003.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009467>
- *Matzka J., Stolle C., Yamazaki Y., Bronkalla O., Morschhauser A.* The geomagnetic *Kp* index and derived indices of geomagnetic activity // *Space Weather.* V. 19. № 5. e2020SW002641. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2020SW002641>
- *McIntosh D.H.* On the annual variation of magnetic disturbances // *Philos. Trans. R. Soc. London, Series A, Mathematical and Physical Sciences.* V. 251. № 1001. P. 525–552, 1959.
<https://doi.org/10.1098/rsta.1959.0010>
- *McPherron R.L.* Growth phase of magnetospheric substorms. *J. Geophys. Res.* V. 75. № 28. P. 5592–5599. 1970.
<https://doi.org/10.1029/JA075i028p05592>
- *McPherron R.L., Russell C.T., Aubry M.P.* Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968: 9. Phenomenological model for substorms, *J. Geophys. Res.* V. 78. № 16. P. 3131–3149. 1973.
<https://doi.org/10.1029/JA078i016p03131>
- *McPherron R.L.* The use of ground magnetograms to time the onset of magnetospheric substorms // *J. Geomag. Geoelectr.* V. 30. № 3. P. 149–163. 1978.
<https://doi.org/10.5636/jgg.30.149>
- *McPherron L.R., Chu X.* The Mid-Latitude Positive Bay and the MPB Index of Substorm Activity // *Space Sci. Rev.* V. 206. P. 91–122. 2017.
<https://doi.org/10.1007/s11214-016-0316-6>
- *McPherron L.R., Chu X.* The midlatitude positive bay index and the statistics of substorm occurrence // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 123. № 4. P. 2831–2850. 2018.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024766>
- *Mikhailov A.V., Depuev V.Kh., Leschinskaya T.Yu.* Geomagnetic activity threshold for F2-layer negative storms onset: Seasonal dependence // *International J. Geomagnetism and Aeronomy.* V. 6. № 1. 2005.
<https://doi.org/10.1029/2005GI000098>
- *Murayama T.* Origin of the semiannual variation of geomagnetic *Kp* indices // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 79. № 1. P.297–300. 1974.
<https://doi.org/10.1029/JA079i001p00297>

- *Mursula K., Tanskanen E., Love J.* Spring-fall asymmetry of substorm strength, geomagnetic activity and solar wind: Implications for semiannual variation and solar hemispheric asymmetry // *Geophys. Res. Lett.* V. 38. № 6. L06104. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2011GL046751>
- *Nakamura M., Yoneda A., Oda M., Tsubouchi K.* Statistical analysis of extreme auroral electrojet indices // *Earth, Planets and Space.* V. 67. Art. 153. 2015.
<https://doi.org/10.1186/s40623-015-0321-0>
- *Newell P.T., Gjerloev J.W.* Evaluation of SuperMAG auroral electrojet indices as indicators of substorms and auroral power // *J. Geophys. Res.* V. 116. № A12. A12211. 2011a.
<https://doi.org/10.1029/2011JA016779>
- *Newell P.T., Gjerloev J.W.* Substorm and magnetosphere characteristic scales inferred from the SuperMAG auroral electrojet indices // *J. Geophys. Res.* V. 116. № A12. A12232. 2011b.
<https://doi.org/10.1029/2011JA016936>
- *O'Brien P., McPherron R.L.* Seasonal and diurnal variation of Dst dynamics // *J. Geophys. Res.* V. 107. № A11. 1341. 2002.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009435>
- *Ohtani S., Gjerloev J.W.* Is the substorm current wedge an ensemble of wedgelets?: Revisit to midlatitude positive bays // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 125. № 9. e2020JA027902. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2020JA027902>
- *Rangarajan G.K., Iyemori T.* Time variations of geomagnetic activity indices Kp and Ap: an update // *Ann. Geophysicae.* V. 15. № 10. P. 1271–1290. 1997.
<https://doi.org/10.1007/s00585-997-1271-z>
- *Riley P.* On the probability of occurrence of extreme space weather events // *Space Weather.* V. 10. № 2. S02012. 2012.
<https://doi.org/10.1029/2011SW000734>
- *Russell C.T., McPherron R.L.* Semiannual variation of geomagnetic activity // *J. Geophys. Res.* V. 78. № A1. P. 92–108. 1973.
<https://doi.org/10.1029/JA078i001p00092>
- *Sabine E.* On periodical laws discoverable in the mean effects of the larger magnetic disturbances – No. II // *Philos. Trans. R. Soc. London.* V. 142. P. 103–124, 1852.
<https://doi.org/10.1098/rstl.1852.0009>
- *Sergeev V.A., Angelopoulos V., Kubyshkina M., Donovan E., Zhou X.-Z., Runov A., Singer H., McFadden J., Nakamura R.* Substorm growth and expansion onset as observed with ideal ground-spacecraft THEMIS coverage // *J. Geophys. Res.* V. 116. A0012. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2010JA015689>
- *Singh A.K., Rawat R., Pathan B.M.* On the UT and seasonal variations of the standard and SuperMAG auroral electrojet indices // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 118. № 8. P. 5059–5067. 2013.
<https://doi.org/10.1002/jgra.50488>
- *Svalgaard L., Cliver E.W., Ling A.G.* The semiannual variation of great geomagnetic storms // *Geophys. Res. Lett.* V. 29. № 16. P. 12-1–12-4. 2002.
<https://doi.org/10.1029/2001GL014145>
- *Tanskanen E.I.* A comprehensive high-throughput analysis of substorms observed by IMAGE magnetometer network: Years 1993–2003 examined // *J. Geophys. Res.* V. 114. № A5. A05204. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2008JA013682>
- *Thomson A.W.P., Dawson E.B., Reay S.J.* Quantifying extreme behavior in geomagnetic activity // *Space Weather.* V. 9. № 10. S10001. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2011SW000696>
- *Tsubouchi K., Omura Y.* Long-term occurrence probabilities of intense geomagnetic storm events // *Space Weather.* V. 5. № 12. S12003. 2007.
<https://doi.org/10.1029/2007SW000329>
- *Tsurutani B.T., Hajra R.* The interplanetary and Magnetospheric causes of Geomagnetically Induced Currents (GICs) > 10A in the Mäntsälä Finland Pipeline:1999 through 2019 // *J. Space Weather Clim.* V.11. A23. 2021.
<https://doi.org/10.1051/swsc/2021001>
- *Viljanen A., Tanskanen E.I., Pulkkinen A.* Relation between substorm characteristics and rapid temporal variations of the ground magnetic field // *Ann. Geophys.* V. 24. № 2. P. 725–733. 2006.
<https://doi.org/10.5194/angeo-24-725-2006>
- *Weibull W.* A statistical distribution function of wide applicability // *J. Appl. Mech.-Trans. ASME.* V. 18. № 3. P. 293–297. 1951.
- *Werner R., Guineva V., Atanassov A., Bojilova R., Raykova L., Valev D., Lubchich A., Despirak I.* Calculation of the horizontal power perturbations of the Earth surface magnetic field / *Proceedings of the Thirteenth Workshop “Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere”, Primorsko, Bulgaria, 13–17 September 2021.* P. 159–164. 2021.
<https://doi.org/10.31401/WS.2021.proc>
- *Yermolaev Y.I., Lodkina I.G., Nikolaeva N.S., Yermolaev M.Y.* Occurrence rate of extreme magnetic storms, *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 118. № 8. P. 4760–4765. 2013.
<https://doi.org/10.1002/jgra.50467>
- *Yoshida A.* Physical meaning of the equinoctial effect for semi-annual variation in geomagnetic activity // *Ann. Geophys.* V. 27. P. 1909–1914. 2009.
<https://doi.org/10.5194/angeo-27-1909-2009>

УДК 524.1-352,523.985,523.985.4

ГЕОЭФФЕКТИВНОСТЬ СПОРАДИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В 24-м СОЛНЕЧНОМ ЦИКЛЕ

© 2023 г. А. В. Белов¹, Е. А. Белова¹ *, Н. С. Шлык¹, М. А. Абунина¹ **, А. А. Абунин¹

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

*e-mail: lbelova@izmiran.ru

**e-mail: abunina@izmiran.ru

Поступила в редакцию 10.03.2023 г.

После доработки 27.03.2023 г.

Принята к публикации 28.03.2023 г.

Обсуждены особенности 24-го цикла солнечной активности, проявившиеся в вариациях космических лучей, характеристиках солнечных вспышек, протонных событий, корональных выбросов массы, а также уровне геомагнитной активности. Показано, что по числу солнечных пятен и других проявлений солнечной активности 24-й цикл оказался самым скромным за последние 100 лет наблюдений. Описано значительное снижение геоэффективности различных солнечных событий, проявившееся в меньшем количестве и величинах зарегистрированных на Земле Форбуш-эффектов, возрастаний потоков протонов и электронов разных энергий и геомагнитных бурь.

DOI: 10.31857/S0016794023600291, EDN: OUBOKI

1. ВВЕДЕНИЕ

Проводив 23-й цикл солнечной активности (СА), мы немало удивлялись его умеренности, но 24-й цикл по всем параметрам превзошел предшественника. Он реализовался как цикл низкой величины, пятнообразовательная и вспышечная активность которого были существенно ниже всех предыдущих солнечных циклов (СЦ) космической эры, и протекал в условиях, когда фоновые значения общего магнитного поля Солнца уменьшились более чем в два раза, что привело к полной перестройке физических условий на Солнце, и, как следствие, в гелиосфере [Ишков, 2022]. Чем еще удивил закончившийся цикл, чем именно он отличался от других и как он может изменить наши взгляды?

Ряд авторов обращает внимание на значительное изменение коронального магнитного поля Солнца: например, в работе Chifu et al. [2022] показано, что во время 24 СЦ основной вклад в общий поток магнитного поля вносит поток, поступающий от структур, отличных от солнечных пятен на широтах от -30° до $+30^\circ$, и, кроме того, большее число пятен было зарегистрировано в северном полушарии, но больший магнитный поток — в южном. Подобные выводы о северной асимметрии распределения солнечных пятен, отличающихся от предыдущих циклов СА, получены также и в работе Chandra et al. [2022]. Безродных и др. [2019] показали, что максималь-

ное (113) и суммарное (545) число солнечных пятен в 24-м цикле уменьшилось соответственно на 45 и 50% относительно средних величин для последних семи циклов.

Ослабленная СА отражается в ослаблении таких параметров гелиосферы, как величина межпланетного магнитного поля (ММП), температура, плотность, скорость солнечного ветра (СВ) и, следовательно, общее давление, на величины от 20 до 40% [Yermolaev et al., 2022]. Ослабление гелиосферы в 24-м цикле привело и к изменению свойств распространения корональных выбросов массы (КВМ) и, следовательно, повлияло на космическую погоду, в частности, заметно сократилось количество интенсивных геомагнитных бурь с $Dst_{min} \leq -100$ нТл [Zhang et al., 2021]. Manu et al. [2022] показали, что средняя интенсивность геомагнитной активности (ГА) в 24-м цикле по сравнению с 23-м, уменьшается больше всего в низких широтах, а на средних и в высоких широтах снижение интенсивности менее выражено.

Измененное состояние гелиосферы отразилось и на распространении галактических космических лучей (КЛ). Потоки галактических КЛ с энергией < 1 ГэВ/нуклон в 2008–2009 гг. были самыми высокими по сравнению с минимумами пяти предыдущих СЦ [Безродных и др., 2019], а долговременная модуляция КЛ гелиосферным магнитным полем оказалась самой слабой за все время работы нейтронных мониторов [Янке и др.,

2021]. В работе Калинина и др. [2017] установлено, что определяющим фактором повышенной интенсивности галактических КЛ в минимуме 24 СЦ является аномальное понижение напряженности гелиосферного магнитного поля в этот период, при дополнительном влиянии скорости СВ и угла наклона гелиосферного токового слоя. В работе Мелкумян и др. [2018] обращается внимание на то, что в 24-м цикле Форбуш-эффектов (ФЭ – изменений плотности и анизотропии потока галактических КЛ) меньше, и они, в целом, слабее, чем в предыдущих циклах. Григорьев и др. [2022] показали, что в 24-м цикле СА наблюдался более мягкий энергетический спектр ФЭ, и пришли к выводу о том, что такое смягчение спектра может свидетельствовать о доминирующей роли диффузионного механизма формирования ФЭ и повышенной турбулентности ММП.

В работе Безродных и др. [2019] было отмечено значительное снижение в 24 СЦ потоков электронов внешнего радиационного пояса Земли. Например, в 2009 г. на геостационарной орбите зарегистрированы минимальные (с 1986 г.) величины потоков электронов с энергией >2 МэВ (по данным спутников GOES).

Высокоэнергичные (≥ 500 МэВ) солнечные протонные события (СПС) также регистрировались значительно реже в рассматриваемом периоде. Поскольку эффективность ускорения частиц зависит от напряженности магнитного поля, следовательно, уменьшение последнего приводит к меньшему эффективному ускорению, и частицы не достигают высоких энергий [Zhang et al., 2021]. Число СПС с энергией >10 МэВ уменьшилось незначительно, тогда как число наземных возрастных при сравнении циклов 23 и 24 снизилось в 8 раз [Базилевская и др., 2021]. СПС разных энергий в 24-м цикле СА медленнее развивались и имели меньшую продолжительность в сравнении с предыдущим циклом [Pandey et al., 2022].

Общее количество КВМ увеличилось в 24 СЦ относительно цикла 23, хотя быстрых и широких КВМ стало меньше, и для определенных значений начальной скорости КВМ оказались значительно шире (см. [Zhang et al., 2021]). Также группа авторов Patel et al. [2022] указывают на резкое снижение (на 56%) скоростей КВМ в 24 СЦ по сравнению с предыдущим циклом, и, кроме того, описывают почти полное отсутствие быстрых событий с транзитным временем в 20–40 ч. В работе Shi et al. [2022] было показано, что количество КВМ, не связанных с солнечными вспышками (волоконные эрупции), почти не изменилось в 23–24 циклах СА, а вот “вспышечных” событий стало меньше. Известно, что частота возникновения КВМ коррелирует с числом солнечных пятен на длительных промежутках времени, но наклон линии регрессии значительно отличается в 24-м цикле

[Zhang et al., 2021]. Lamy et al. [2019] указывают на то, что частота генерации КВМ в северном полушарии оказалась значительно больше, чем предсказывает временная вариация числа солнечных пятен.

Солнечные корональные дыры (КД) и связанные с ними высокоскоростные потоки СВ также способны оказывать воздействие на околоземное космическое пространство. Andreeva et al. [2021] описывают наблюдаемую на протяжении 24-го цикла асимметрию площадей полярных КД в северной и южной полусферах, а также отмечают, что площади неполярных КД меняются квазисинхронно с пятенной активностью Солнца. Najra et al. [2022] показали, что в 24 СЦ Земля подвергалась воздействию корототирующих областей взаимодействия (созданных высокоскоростными потоками плазмы из КД) в 2.6 раза чаще, чем воздействию турбулентных областей перед телом КВМ. А в работе Yermolaev et al. [2022] показано, что в 24-м цикле доля геомагнитных бурь, инициированных воздействием корототирующих областей взаимодействия, увеличилась с 17 до 30% в сравнении с предыдущими циклами.

Несмотря на существование вышеупомянутых исследований, еще далеко не все особенности 24 СЦ объяснены и изучены, поскольку процессы, происходящие в гелиосфере, очень многогранны и взаимозависимы. Цель данной работы – оценить геоэффективность солнечных событий 24-го цикла, используя доступные наземные и спутниковые данные о солнечных вспышках, протонных возрастаниях, КВМ, потоках релятивистских электронов, вариациях КЛ и изменении уровня ГА.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В работе использованы данные по суточному флюенсу (суммарный поток в сутки) релятивистских магнитосферных электронов с энергиями >2 МэВ со спутников GOES (<ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/lists/particle/>). Информация о параметрах СВ взята из базы данных OMNI (ftp://spdf.gsfc.nasa.gov/pub/data/omni/high_res_omni/), информация о геомагнитной активности (Kp - и Ap -индексы) из <ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/obs/kp-ap/wdc> [Matzka et al., 2021]. Данные по ФЭ (вариации плотности и анизотропии КЛ для частиц с жесткостью 10 ГВ, рассчитанные методом глобальной съемки [Белов и др., 2018]) включены в базу данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (FEID – *Forbush Effects and Interplanetary Disturbances*, <http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html>), созданную в ИЗМИРАН. В нашей работе рассматриваются часовые значения всех основных параметров СВ, ММП и КЛ, а для индексов геомагнитной активности используются трехчасовые интервалы. Данные по солнечным вспышкам и СПС собираются в базе данных рентгенов-

Таблица 1. Границы солнечных циклов

Циклы СА	Дата начала	Дата окончания
17 цикл	1933.09.01	1944.01.31
18 цикл	1944.02.01	1954.04.30
19 цикл	1954.05.01	1964.10.31
20 цикл	1964.11.01	1976.06.30
21 цикл	1976.07.01	1986.09.30
22 цикл	1986.10.01	1996.04.30
23 цикл	1996.05.01	2008.12.31
24 цикл	2009.01.01	2019.12.31

ских вспышек и протонных возрастаний [Belov et al., 2005, 2007; Белов, 2017]. Возрастания солнечных КЛ выбраны на основе измерений потоков протонов с энергией >10 и >100 МэВ спутниками IMP-8 и GOES (ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SOLAR_FLARES/XRAY_FLARES). Эта база данных ежедневно обновляется (<http://www.swpc.noaa.gov/ftpdirectories/lists/xray>, <ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/>) и в настоящее время содержит более 82000 рентгеновских вспышек и более 1400 протонных событий с сентября 1975 г. Границы СЦ определены в соответствии с данными SIDC (<https://www.sidc.be/silso/datafiles>) и приведены в табл. 1.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Межпланетное магнитное поле и солнечный ветер

В таблице 2 приведены основные характеристики межпланетной среды с 20-го по 24-й циклы, поскольку непрерывные наблюдения скорости СВ и ММП начались с 1964 г. Видно, что спокойный характер 24-го цикла проявляется в средних величинах ММП $V_{\text{mean}} = 5.27 \pm 0.01$ нТл и скорости СВ $V_{\text{mean}} = 412.79 \pm 0.30$ км/с. Среднее значение ММП в 24-м цикле — минимальное по сравнению с другими циклами, так, например, оно на 27% меньше, чем в 21-м. А значение средней скорости СВ хоть и является наименьшим, но различие с другими циклами не столь значительное: от 4.2 до 9.5%.

Таблица 2. Основные характеристики ММП и СВ

Параметр/Цикл СА	20	21	22	23	24
V_{max}	44.8	54.8	40.7	62.0	40.1
V_{mean}	6.18 ± 0.01	7.19 ± 0.01	6.86 ± 0.02	6.20 ± 0.01	5.27 ± 0.01
V_{max}	951	1021	1090	1876	907
V_{mean}	455.68 ± 0.43	430.18 ± 0.39	445.92 ± 0.54	443.27 ± 0.32	412.79 ± 0.30

3.2. Солнечные вспышки и протонные события

С 1976 г. рентгеновские вспышки практически бесперебойно регистрируются спутниками серии GOES. За это же время выделены околоземные возрастания потока протонов (или СПС), включая и самые слабые. В итоге имеются однородные данные за четыре полных солнечных цикла. Результаты приведены в табл. 3.

Можно видеть, что вспышек амплитудой $\geq C1$ в 24-м цикле было в 1.4–1.8 раза меньше, чем в предыдущих циклах СА, а вспышек $\geq M1$ — в 2–3 раза. Следует отметить, что в 21–23 СЦ максимальная мощность вспышки ограничивалась порогом детектора, а в 24-м зарегистрирована реальная величина максимума, который меньше порога детектора и меньше максимальных значений в предыдущих циклах.

Если говорить о протонных событиях, то их, как и вспышек, стало меньше в 2.5–3.2 раза. Но все средние и большие вспышки, можно сказать, более рационально “расходовались”, т.е. чаще приводили к регистрации СПС. Так, если в 21–22 СЦ, в среднем, одно СПС (>10 МэВ, ≥ 10 pfu) приходилось на ~ 2 вспышки с мощностью $\geq X1$, то в 23–24 СЦ количества таких событий сильно сблизилось (в 23-м цикле зарегистрировано 108 вспышек $\geq X1$ и 120 СПС, а в 24-м цикле — 49 вспышек $\geq X1$ и 41 СПС). Естественно ожидать, что 24-й цикл будет сильнее отличаться от 21–22 циклов, чем от переходного 23-го цикла.

В 24-м цикле СА зарегистрировано всего 5 наземных возрастаний солнечных КЛ (GLE) — приблизительно в 3 раза меньше, чем в четырех последних циклах (рис. 1). Отметим, что под термином GLE мы понимаем следующее: возрастание КЛ было зарегистрировано либо на нескольких нейтронных мониторах на уровне моря, либо как минимум на одном нейтронном мониторе (на уровне моря) и спутниковом детекторе. Поэтому в нашу базу данных были включены и совсем маленькие возрастания, не учитываемые многими другими авторами.

3.3. Геомагнитные бури и Форбуш-эффекты

В Форбуш-эффектах, т.е. в вариациях КЛ (как правило, галактических), обусловленных КВМ и высокоскоростными потоками из КД [Forbush, 1938; Cane, 2000; Lockwood, 1971; Belov, 2009], хо-

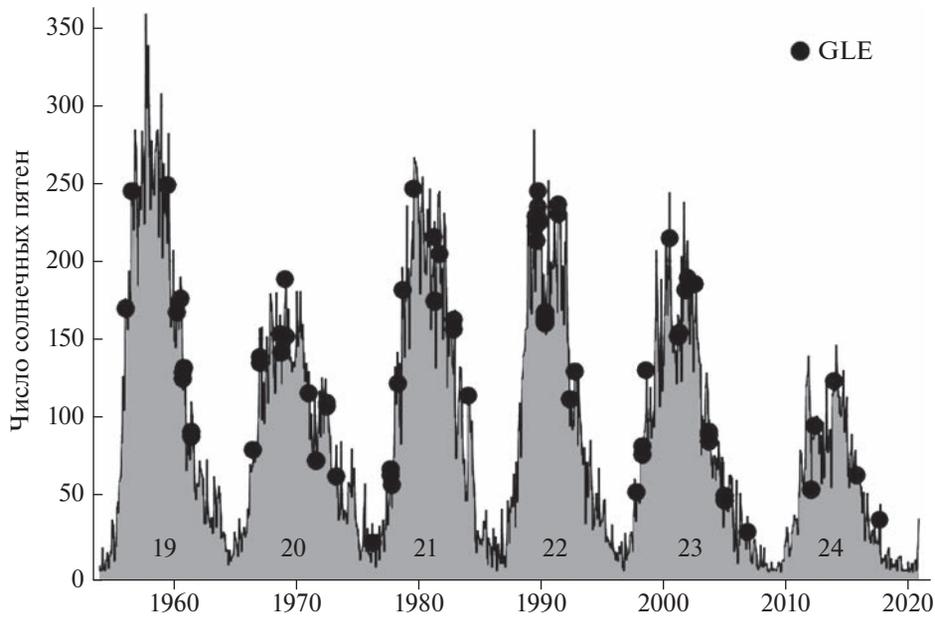


Рис. 1. Моменты всех наземных возрастных солнечных космических лучей (GLE) на фоне изменений чисел солнечных пятен.

рошо проявляются спорадические и рекуррентные солнечные явления. Поэтому их удобно использовать для сравнения солнечной активности в различных циклах. Точнее, в шести последних цик-

лах, поскольку ФЭ выделены и собраны в базу данных FEID с 1957 г. Количества различных ФЭ в 19–24-м циклах СА вместе с количеством геомагнитных бурь разной величины сведены в табл. 4.

Таблица 3. Характеристики солнечных вспышек и протонных возрастных в четырех последних циклах СА

Параметр/Цикл СА	21	22	23	24
Количество вспышек $\geq C1$	16410	14600	12498	8659
Количество вспышек $\geq M1$	2340	2172	1396	800
Количество вспышек $\geq X1$	166	153	108	49
Количество вспышек $\geq X5$	19	23	17	4
Средняя мощность вспышки, 10^{-6} Вт/м ²	8.4 ± 0.29	9.4 ± 0.39	7.9 ± 0.44	5.8 ± 0.25
Максимальная мощность вспышки, 10^{-3} Вт/м ²	1.5	2.0	2.8	0.93
Количество СПС >10 МэВ, >0.1 pfu	468	431	371	143
Количество СПС >10 МэВ, >10 pfu	80	75	120	41
Среднее значение потока СПС >10 МэВ, pfu	34.50 ± 7.94	121.09 ± 34.99	303.94 ± 105.45	113.19 ± 44.99
Максимальный поток СПС >10 МэВ, pfu	2250	10000	31700	5000
Количество СПС >100 МэВ, >0.02 pfu	215	213	180	79
Количество СПС >100 МэВ, >1 pfu	38	35	45	13
Среднее значение потока СПС >100 МэВ, pfu	2.48 ± 0.65	12.91 ± 4.29	16.90 ± 5.95	2.61 ± 1.25
Максимальный поток СПС >100 МэВ, pfu	75	559	650	70
Количество GLE	12	15	16	5
Среднее значение потока GLE >100 МэВ, pfu	33.76 ± 7.04	144.31 ± 45.39	149.52 ± 51.21	21.22 ± 12.14
Максимальный поток GLE >100 МэВ, pfu	75	559	650	68

Примечание. Строка “Количество СПС >10 МэВ, >0.1 pfu” (и подобные) означает, что приведено количество возрастных потока протонов с энергиями >10 МэВ, в которых максимальный поток (по средним 5-минутным значениям) частиц превышал значение 0.1 pfu.

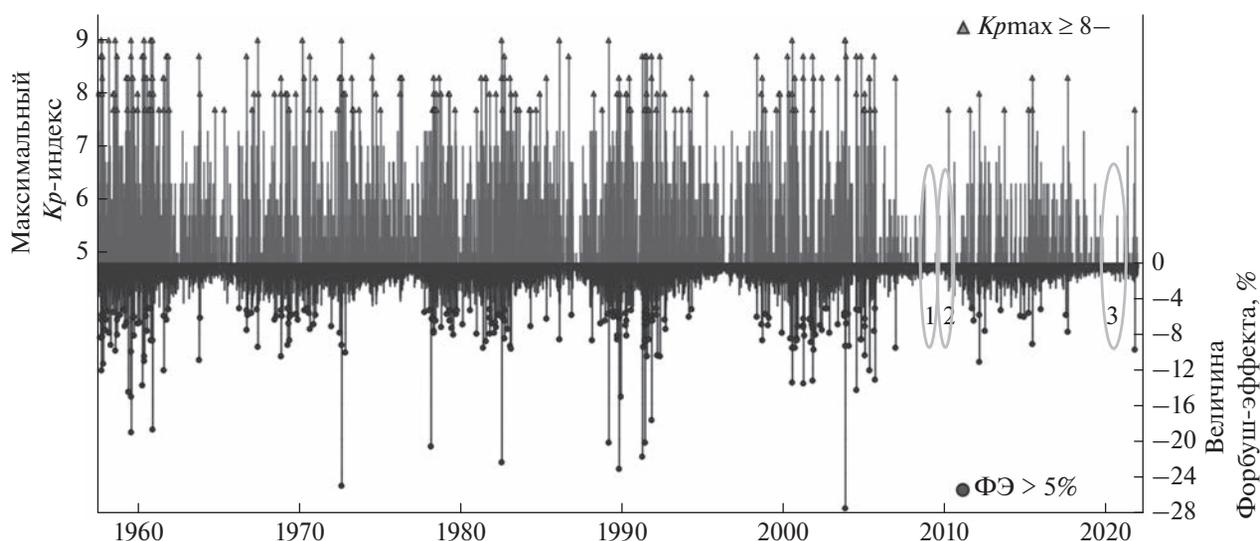


Рис. 2. Соотношение геомагнитных бурь и Форбуш-эффектов.

На рис. 2 приведено соотношение количества и величины геомагнитных бурь и ФЭ с 19-го по 24-й циклы. Видно, как явно выделяется 24-й цикл – менее выражены и геомагнитные бури, и Форбуш-эффекты по сравнению с предыдущими пятью циклами. Впервые появляются длительные (до 7 мес.) спокойные временные отрезки в начале и в конце цикла, когда магнитные бури и большие ФЭ не регистрировались совсем.

В 24 СЦ впервые наблюдается непривычно малое количество геомагнитных бурь: всего 283, и 123 из них – это бури с $Kp_{max} = 5$ –. Заметим, что по количеству больших и очень больших бурь

24-й цикл оказался меньше своих предшественников в 3–4 раза, а исключительно больших геомагнитных бурь с $Kp_{max} = 9$ в нем и вовсе не случилось. По-прежнему, в этом отношении сильно выделяется 19-й цикл. Зато по количеству спокойных дней ($Kp_{max} = 0$) 24 СЦ ставит рекорд, здесь 11 “нулевых” дней, и главную лепту в эту цифру внес тишайший 2009 г., когда было 6 абсолютно спокойных дней.

На рис. 2 выделены периоды отсутствия геомагнитных бурь (отмечены эллипсами с номерами 1, 2 и 3). Период 1 продлился 8 мес.: с 12 октября 2008 г. по 23 июня 2009 г., если не считать один

Таблица 4. Количество геомагнитных бурь и Форбуш-эффектов в шести последних солнечных циклах

Цикл СА	19	20	21	22	23	24
Всего геомагнитных бурь	621	499	588	538	487	283
Малые бури ($Kp_{max} = 5$)	317	294	308	283	272	177
Умеренные бури ($Kp_{max} = 6$)	168	119	173	152	119	82
Большие бури ($Kp_{max} = 7$)	72	49	73	72	60	17
Очень большие бури ($Kp_{max} = 8, 9$)	57	34	33	30	33	7
Исключительно большие бури ($Kp_{max} = 9$)	7	3	2	1	3	0
Количество дней с $Kp_{max} = 0$	1	0	0	0	6	11
ФЭ > 1%	435	631	593	586	635	505
ФЭ > 3%	71	102	94	123	110	46
ФЭ > 5%	35	23	35	38	50	13
ФЭ > 10%	10	2	2	7	7	1
Среднее значение A_p -индекса	15.67	12.84	14.03	15.59	11.87	7.97
Среднее значение Dst -индекса, нТл	-33.42	-25.03	-33.24	-36.58	-28.57	-19.34

Примечание. Данные по 19 СЦ несколько занижены, поскольку ФЭ и уровень ГА анализируются не с начала цикла (01.05.1954), а только с 1957 г.

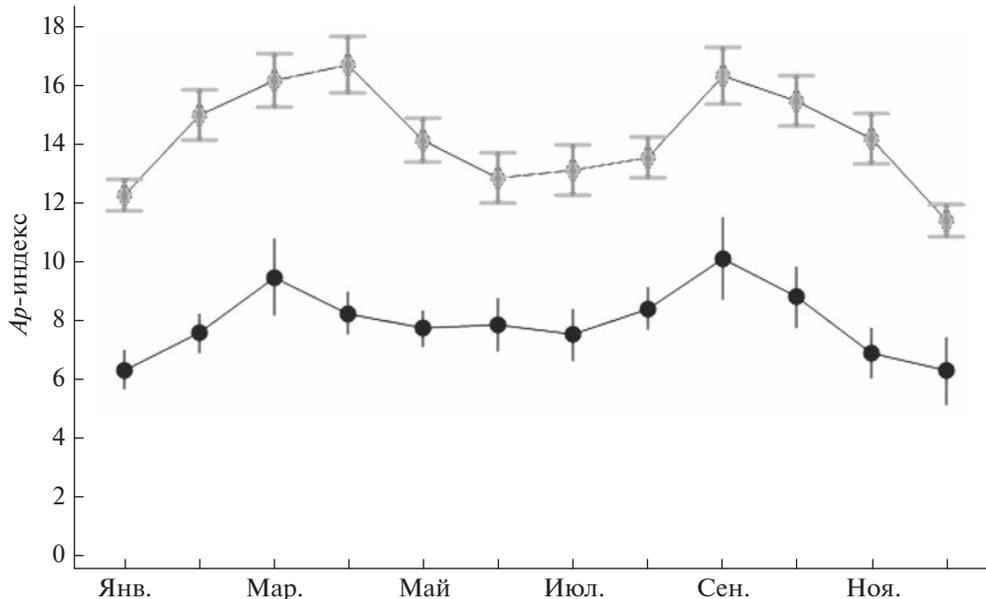


Рис. 3. Сезонная зависимость среднемесячного A_p -индекса геомагнитной активности в 1932–2008 гг. (светло-серая кривая) и в последнем цикле (черная кривая). Вертикальными линиями показаны ошибки средних значений исследуемого параметра.

день 13 марта с одним трехчасовым интервалом малой магнитной бури ($K_{\text{рмах}} = 5-$). Период 2 продолжался 7 мес.: с 31 августа 2009 г. по 4 апреля 2010 г. А период 3 ставит рекорд в 10 месяцев, продолжаясь с 27 октября 2019 г. по 27 августа 2020 г., если не считать 20 апреля 2020 г., когда был зарегистрирован один интервал с $K_{\text{рмах}} = 5-$. В истории и ранее случались периоды без бурь, но не такие длинные.

Известна также сезонная зависимость ГА (см., например, [Cliver et al., 2002; Marques de Souza Franco et al., 2021 и ссылки в них]), связанная с наклоном оси Земли по отношению к силовым линиям ММП. Обычно весной и осенью ГА выше, чем зимой и летом. Поскольку имеются данные по ГА с 1932 г., можно сравнить средние месячные значения A_p -индекса геомагнитной активности 24-го цикла с семью его предшественниками (рис. 3). Хорошо видно, что 17–23-й циклы оказались более геоэффективными, чем 24-й цикл СА. Настолько, что даже максимальные мартовские и сентябрьские значения A_p в 24-м цикле оказались ниже минимальных усредненных значений за предыдущие семь циклов СА.

В 24-м цикле СА также значительно снизилось количество больших ФЭ: например, ФЭ величиной $>5\%$ оказалось всего 13, явно меньше, чем в 20–23-м циклах СА (см. табл. 4 и рис. 2). Самый большой ФЭ наблюдался 8 марта 2012 г., его амплитуда составила 11.2% (для сравнения: в 23-м цикле был зарегистрирован самый большой в истории наблюдений ФЭ (28%), а единственный сравнимый с ним по величине ФЭ (25%) был в далеком 1972 г.).

3.4. Корональные выбросы массы

Поскольку мы говорим о больших Форбуш-эффектах, которые обусловлены именно выбросами солнечного вещества, то изменения их количества должны быть связаны с количеством или какими-то другими свойствами КВМ. В табл. 5 приведены некоторые характеристики КВМ за последние два цикла СА.

Видно, что общее количество КВМ в 24-м цикле СА увеличилось, однако их средние и максимальные начальные скорости, стали меньше по сравнению с 23 СЦ. При этом также возросло количество зарегистрированных частичных гало, а полных гало стало несколько меньше. Подобные выводы были также получены в работах Zhang et al. [2021], Patel et al. [2022].

По-видимому, снижение скоростей КВМ привело к тому, что в 24-м цикле они стали менее эффективно модулировать КЛ, поскольку величина зарегистрированных ФЭ также заметно снизилась, как отмечалось ранее.

3.5. Анизотропия космических лучей

Мы рассмотрели проявления 24-го цикла в протонных вспышках, геомагнитных бурях и Форбуш-эффектах. Но даже такая “консервативная” характеристика КЛ, как анизотропия, проявилась заметным снижением в последнем цикле. В таблице 6 приведены значения экваториальной составляющей первой гармоники анизотропии КЛ ($A_{\text{ху}}$) в исследуемые периоды. Поскольку для расчетов использовались часовые значения (и для

Таблица 5. Количество и характеристики КВМ за 23–24 циклы СА

Параметр/Цикл СА	23	24
Общее количество КВМ	13970	16108
Средняя начальная скорость КВМ, км/с	425 ± 2.3	340 ± 1.6
Количество гало КВМ	396	325
Средняя начальная скорость гало КВМ, км/с	1040 ± 29.6	906 ± 26.0
Максимальная начальная скорость гало КВМ, км/с	3387	3163
Количество частичных гало КВМ (ширина >120°)	843	1052
Средняя начальная скорость частичных гало КВМ, км/с	624 ± 13.0	513 ± 8.1
Максимальная начальная скорость частичных гало КВМ, км/с	2505	2039

Таблица 6. Максимальные и средние значения анизотропии КЛ в разные циклы СА

Величина/Циклы СА	19	20	21	22	23	24
<i>A_{xy}</i> max, %	5.12	8.17	9.67	8.43	9.91	3.45
<i>A_{xy}</i> mean, %	0.62	0.62	0.61	0.62	0.60	0.55

Примечание. Данные за 19 цикл неточные, т.к. цикл начался 1 мая 1954 г., а база данных FEID содержит данные с июля 1957 г.

Таблица 7. Максимальные и средние часовые значения потока релятивистских электронов с энергиями >2 МэВ на геостационарной орбите по данным спутников серии GOES

Величина/Циклы СА	22	23	24
<i>E</i> max, частиц см ⁻² ср ⁻¹ ч ⁻¹	611083	301417	169333
<i>E</i> mean, частиц см ⁻² ср ⁻¹ ч ⁻¹	1856.41 ± 28.79	2120.45 ± 25.4	1484.87 ± 16.36

Примечание. Данные за 22 цикл неполные, т.к. наблюдение за электронами началось с 1987 г.

каждого цикла получается около 100 тыс. ч), то ошибка средних значений не превышает 0.002%, поэтому не приводится. Из таблицы 6 видно, что в 19–23-м циклах СА средние величины анизотропии сильно не менялись (0.60–0.62%), а в 24-м цикле значение практически на 10% меньше. При этом максимальное зарегистрированное значение экваториальной анизотропии КЛ в 24 СЦ примерно в 2.4–2.8 раз меньше, чем в предыдущие циклы.

3.6. Высокоэнергичные магнитосферные электроны

Говоря об эффективности СА нельзя обойти обсуждение высокоэнергичных магнитосферных электронов, которые существенно влияют на спутниковую электронику [Baker, 2000; Belov et al., 2004; Pilipenko et al., 2006; Baker et al., 2018]. Максимальное зарегистрированное значение потока высокоэнергичных (>2 МэВ) магнитосферных электронов (*E*) в 24 СЦ примерно в 2 раза ниже, чем в 23 СЦ, и в 4 раза ниже, чем в 22 СЦ (см. табл. 7). Различия в средних значениях потока не такие явные, хотя и здесь в 24-м цикле наблюдались наименьшие величины. Можно заметить, что сравнение средних значений потока электронов

является не вполне корректным, так как измерения велись в разные периоды разными детекторами с отличающимися нижними порогами чувствительности, это влияло на регистрацию слабых потоков, и, следовательно, на средние значения.

3.7. Усредненный и 24-й солнечные циклы

Мы решили сравнить 24-й цикл СА и усредненный цикл за период 17–23 СЦ. Для этого построили усредненный (по месяцам) солнечный цикл по числам пятен с усредненной (также по месяцам) ГА и сравнили с аналогичной кривой ГА 24-го цикла (рис. 4). В числах пятен явно видны два максимума: обычно первый максимум больше, чем второй. Отметим, что в 24-м цикле наоборот, второй максимум был выше первого. В поведении ГА также видны два широких максимума: первый примерно совпадает с максимумом чисел солнечных пятен, а второй приходится, в основном, на спад, когда заметно усиливается влияние потоков из КД. Также видно, что кривая 24-го цикла имеет много меньшие значения, но поведение ГА внутри цикла развивается по традиции циклов-предшественников.

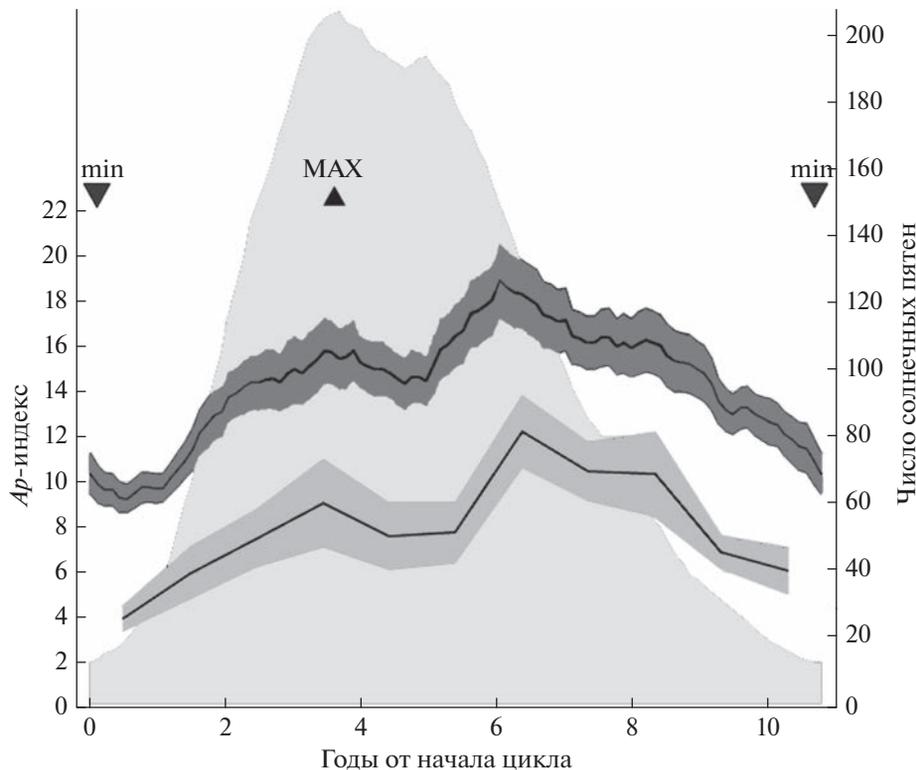


Рис. 4. Среднесуточные значения A_p -индекса (левая шкала) на фоне среднесуточных значений числа солнечных пятен (правая шкала) типичного 11-летнего цикла солнечной активности (17–23-й циклы, усредненные по фазам). Толстая темная кривая — среднесуточные значения A_p ($\pm 2\sigma$, по годам), усредненные за 17–23-й циклы, толстая светлая кривая — то же за 24-й цикл (с 27-дневным скользящим усреднением). На горизонтальной шкале приведены порядковые номера года СЦ.

3.8. Спокойные 2009 и 2019 гг.

Возможно, самый удивительный год последних лет наблюдений относится к 24-му циклу — это 2009, который, по-видимому, можно считать самым спокойным в истории изучения солнечно-земных связей. Весь 2009 г. на Солнце не было значительных вспышек, даже слабых вспышек было мало. Самые большие за год рентгеновские вспышки были зарегистрированы в самом конце года в декабре, но и они не превысили уровень S_8 . Практически не было больших и/или геоэффективных выбросов солнечного вещества. Соответственно, отсутствовали и значительные Форбуш-эффекты. Максимальная величина $\Phi\Delta$, зарегистрированного в 2009 г., составила всего 1.3% (для частиц с жесткостью 10 ГВ), а среднее значение для всех $\Phi\Delta$ — 0.63%.

Никогда ранее у Земли не было такого медленного и спокойного солнечного ветра. Средние за 2009 г. значения скорости СВ (364 км/с) и напряженности межпланетного магнитного поля (3.9 нТл) — самые низкие за все время межпланетных наблюдений. Самое низкое среднесуточное значение напряженности ММП (3.52 нТл) пришлось на апрель 2009 г.

Еще удивительнее сведения о геомагнитной активности в 2009 г., точнее сказать, о ее отсутствии. 2009 г. полностью изменил наши представления о том, насколько спокойным может быть магнитное поле Земли. Во все без исключения месяцы (от января до декабря) были зарегистрированы исторические минимумы среднесуточных A_p -индексов для соответствующих месяцев. Несколько раз за год изменялся абсолютный минимум среднесуточных значений, пока, наконец, не достиг значения 1.9 (в декабре). Мало сказать, что такие низкие A_p и K_p -индексы не наблюдались ранее, трудно было предположить, что такое спокойное геомагнитное поле вообще возможно. Долгое время годом с самым низким среднегодовым A_p -индексом 7.25 был 1934 г., но в 2008 г. минимум опустился до 6.93, а в 2009 г. еще намного ниже — до 3.92. За весь 2009 г. зарегистрированы только четыре геомагнитные бури (при обычной норме около 50), да и те малые и кратковременные.

В 2019 г. (минимум 24–25 СЦ) было большее количество дней без пятен, всего 281 день (77%), тогда как в 2009 г. было 260 дней (71%). Среднее значение A_p было 6.06, что значительно больше, чем в 2009 г., но меньше, чем во все остальные го-

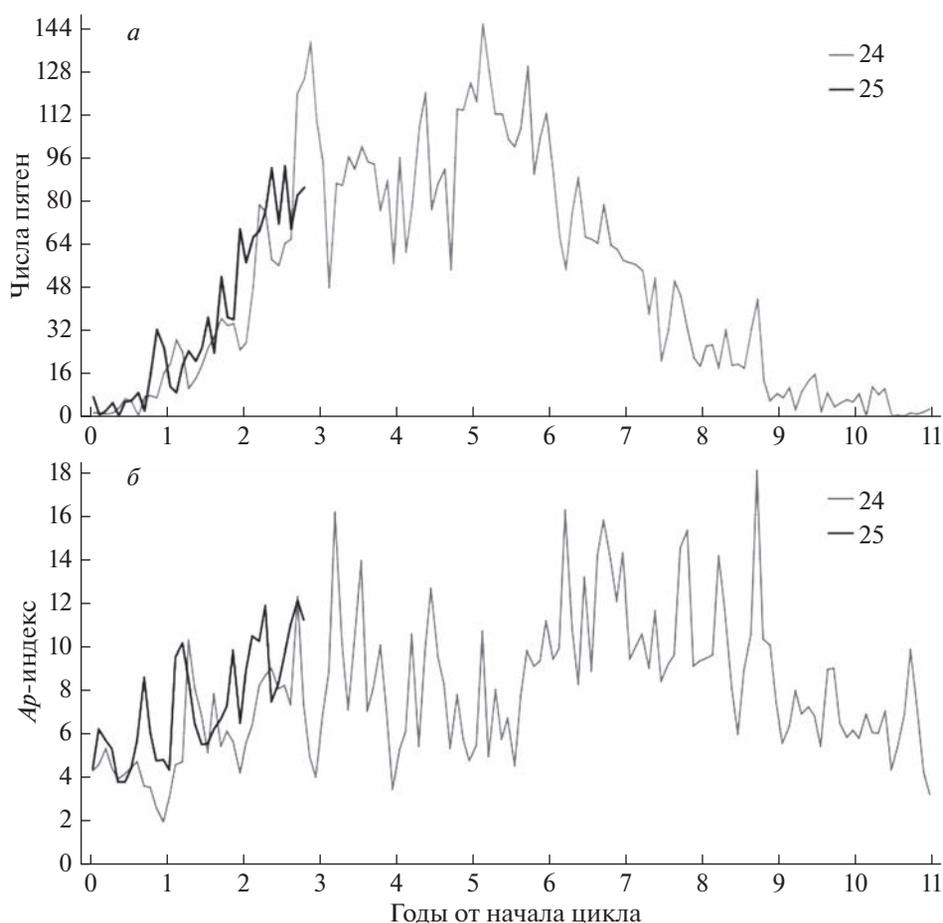


Рис. 5. Изменение (а) числа солнечных пятен и (б) геомагнитной активности по годам 24 и 25-го циклов СА.

ды. Но все же было 18 дней с бурями и ни одного дня с $Kp_{max} = 0$. Максимальное значение скорости СВ в 2019 г. составило 752 км/с, а среднее – 398 км/с. Напряженность межпланетного магнитного поля в этот период не превышала 18 нТл, а среднее значение составило 4.5 нТл.

Отметим также, что хотя по количеству ФЭ 2019 г. несколько превосходил 2009 г. (135 и 98 ФЭ, соответственно), то по максимальным и средним значениям амплитуды ФЭ был практически такой же (средний ФЭ – 0.62%, максимальный ФЭ – 1.6%).

Таблица 8. Рост вспышечной и геомагнитной активности в начале 25 цикла СА

События/Год	2020	2021	2022
Вспышки $\geq C1$	83	451	2259
Вспышки $\geq M1$	2	30	190
Бури $Kp_{max} \geq 5-$	8	23	44
Бури $Kp_{max} \geq 7-$	0	2	2

3.9. Начало 25-го цикла СА

Прошедший 2022 г. выглядит довольно активным. Солнце очень быстро перешло из фазы минимума активности в недавнем 2020 г., в 2022 г., похожий на фазу максимума. Сравним первые годы нового цикла (табл. 8). Из таблицы видно, что вспышек средней и высокой мощности стало в 27 раз больше, а магнитных бурь вместо 8 (в 2020 г.) зарегистрировано уже 44 (в 2022 г.). Такого урожайного на бури года давно не было. Правда, практически все эти бури оказались малыми или умеренными, и только три – большими и одна – очень большой (в ноябре 2021 г. с $Kp_{max} = 8-$). Отметим, что похожими по количеству бурь были 2005 и 2015 гг., в них было зарегистрировано по 48 геомагнитных бурь, и только 20 лет назад (в 2003 г.) было зарегистрировано >50 бурь, а именно 63. Также пока не было особенно мощных протонных событий среди многочисленных солнечных вспышек. Происходящее похоже на нормальное начало нормального цикла. Пик СА в 25-м солнечном цикле скорее всего случится в конце 2023 – в первой половине 2024 г.

На рис. 5а показано изменение сглаженных чисел солнечных пятен по годам в 24-м (серая кривая) и 25-м (черная кривая) циклах СА. Видно, что 25-й цикл развивается немного быстрее, хотя, в целом, похоже. Особенно это наглядно в последние полтора года, с конца 2021 г. А вот геомагнитная активность (рис. 5б) более явно повышена в 25-м цикле по сравнению с 24-м. Так, за 3 года текущего цикла только в 6 месяцах серая кривая (24-й цикл) идет выше черной (25-й цикл), и это превышение всегда небольшое. А превышение черной кривой, т.е. *Ap*-индекса ГА, в 25-м цикле более частое и более значительное.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

24-й цикл солнечной активности показал самую низкую геоэффективность за всю историю современных наблюдений, а это почти 100 лет. Практически по всем геоэффективным событиям — и по протонным возрастаниям, и по геомагнитной активности, и по вариациям космических лучей, и по потокам магнитосферных электронов — зарегистрированы самые низкие средние значения параметров этих событий и самые низкие экстремальные значения.

Что касается прогноза на начавшийся 25-й цикл солнечной активности — его первый максимум может случиться уже в конце 2023 г. И поскольку в этот раз не ожидается, что первый максимум будет ниже второго, велика вероятность, что максимум солнечной активности 25-го цикла будет пройден очень скоро.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Базилевская Г.А., Дайбог Е.И., Логачев Ю.И и др.* Характерные особенности солнечных космических лучей в 21–24 циклах солнечной активности по данным каталогов солнечных протонных событий // *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 61. № 3. С. 8–15. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021010028>
- *Безродных И.П., Морозова Е.И., Петрукович А.А., Кожухов М.А.* Динамика солнечной и геомагнитной активности. III. Солнечная и геомагнитная активность в 24 цикле. Реконструкция динамики солнечной и геомагнитной // *Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ*. Т. 172. № 5. С.10–24. 2019.
- *Белов А.В.* Вспышки, выбросы, протонные события // *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 57. № 6. С. 783–793. 2017. <https://doi.org/10.7868/S0016794017060025>
- *Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке Г.В., Оленева В.А., Абунина М.А., Абунин А.А.* Метод глобальной съемки для

мировой сети нейтронных мониторов // *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 58. № 3. С. 374–389. 2018.

— *Григорьев В.Г., Герасимова С.К., Гололобов П.Ю., Стародубцев С.А., Зверев А.С.* Особенности спорадических вариаций плотности и анизотропии галактических космических лучей в 24 цикле солнечной активности // *Солнечно-земная физика*. Т. 8. № 1. С. 34–38. 2022. <https://doi.org/10.12737/szf-81202204>

— *Ишков В.Н.* Итоги и уроки 24 цикла — первого цикла второй эпохи пониженной солнечной активности // *Астрон. журн*. Т. 99. № 1. С. 54–69. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0004629922020050>

— *Калинин М.С., Базилевская Г.А., Крайнев М.Б., Свиржевская А.К., Свиржевский Н.С., Стародубцев С.А.* Модуляция галактических космических лучей в 22–24 солнечных циклах: анализ и физическая интерпретация // *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 57. № 5. С. 592–601. 2017. <https://doi.org/10.7868/S001679401705011X>

— *Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г.* Долгопериодные изменения количества и величины Форбуш-эффектов // *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 58. № 5. С. 638–647. 2018. <https://doi.org/10.1134/S0016794018050103>

— *Янке В.Г., Белов А.В., Гущина Р.Т.* О долговременной модуляции космических лучей в 23–24 циклах солнечной активности // *Изв. РАН. Сер. физ.* Т. 85. № 9. С. 1355–1358. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0367676521090350>

— *Andreeva O.A., Abramenko V.I., Malashchuk V.M.* Coronal Holes of Cycle 24 in Observations at the Solar Dynamics Observatory // *Geomagn. Aeron.* V. 61. P. S1–S8. 2021. <https://doi.org/10.1134/S001679322133001X>

— *Baker D.N.* The occurrence of operational anomalies in spacecraft and their relationship to space weather // *IEEE Trans. Plasma Sci.* V. 28. P. 2007–2016. 2000. <https://doi.org/10.1109/27.902228>

— *Baker D.N., Erickson P.J., Fennell J.F., Foster J.C., Jaynes A.N., Verronen P.T.* Space weather effects in the Earth's radiation belts // *Space Sci. Rev.* V. 214. Article number 17. 2018. <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0452-7>

— *Belov A., Dorman L., Iucci N., Kryakunova O., Ptitsyna N.* The relation of high- and low-orbit satellite anomalies to different geophysical parameters / *Effects of Space Weather on Technology Infrastructure*. Ed. Daglis I.A. NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry, Springer, Dordrecht. V. 176. P. 147–163. 2004. https://doi.org/10.1007/1-4020-2754-0_8

— *Belov A., Garcia H., Kurt V., Mavromichalaki H., Gerontidou M.* Proton enhancements and their relation to X-ray flares during the three last solar cycles // *Solar Phys.* V. 229. № 1. P.135–159. 2005. <https://doi.org/10.1007/s11207-005-4721-3>

— *Belov A.V.* Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and geomagnetic phenomena / *Universal Heliophysical Processes. Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium*. V. 257. P. 439–450. 2009.

— *Belov A., Kurt V., Mavromichalaki H., Gerontidou M.* Peak-size distributions of proton Fluxes and Associated

- Soft X-Ray Flares // *Solar Phys.* V. 246. № 2. P. 457–470. 2007.
- *Cane H.V.* Coronal mass ejections and Forbush decreases // *Space Sci. Rev.* V. 93. № 1/2. P. 55–77. 2000.
- *Chandra Y., Pande B., Mathpal M.C. et al.* N-S Asymmetry and periodicity of daily sunspot number during solar cycles 22–24 // *Astrophysics.* V. 65. P. 404–413. 2022. <https://doi.org/10.1007/s10511-022-09749-9>
- *Chifu I., Inhester B., Wiegelmann T.* Coronal magnetic field evolution over cycle 24 // *Astron.-Astrophys.* V. 659. A174. 2022. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038001>
- *Cliver E.W., Kamide Y., Ling A.G.* The semiannual variation of geomagnetic activity: Phases and profiles for 130 years of aa data // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 64. № 1. P. 47–53. 2002.
- *Forbush S.E.* On the world-wide changes in cosmic-ray intensity // *Phys. Rev.* V. 54. P. 975. 1938.
- *Hajra R., Sunny J.V., Babu M. et al.* Interplanetary sheaths and srotating snteraction regions: A comparative statistical study on their characteristics and geoeffectiveness // *Solar Phys.* V. 297. Article ID 97. 2022. <https://doi.org/10.1007/s11207-022-02020-6>
- *Lamy P.L., Floyd O., Boclet B., Wojak J., Gilardy H., Barlyaeva T.* Coronal mass ejections over solar cycles 23 and 24 // *Space Sci. Rev.* V. 215 Article number 39. 2019. <https://doi.org/10.1007/s11214-019-0605-y>
- *Lockwood J.A.* Forbush decreases in the cosmic radiation // *Space Sci. Rev.* V. 12. № 5. P. 658–715. 1971.
- *Manu V., Balan N., Zhang Q.-H., Xing Z.-Y.* Association of the main phase of the geomagnetic storms in solar cycles 23 and 24 with corresponding solar wind-IMF parameters // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 127. Article ID e2022JA030747. 2022. <https://doi.org/10.1029/2022JA030747>
- *Marques de Souza Franco A., Hajra R., Echer E., Bolzan M.J.A.* Seasonal features of geomagnetic activity: a study on the solar activity dependence // *Ann. Geophys.* V. 39. P. 929–943. 2021. <https://doi.org/10.5194/angeo-39-929-2021>
- *Matzka J., Stolle C., Yamazaki Y., Bronkalla O., Morschhauser A.* The geomagnetic Kp index and derived indices of geomagnetic activity // *Space Weather.* V. 19. № 5. Article ID e2020SW002641. 2021.
- *Pandey D., Pande B., Pande S.* Comparative analysis of type III solar radio bursts associated with solar particle events and its impact on space weather for solar cycle 23&24 // *Astrophys. Space Sci.* V. 367. Article number 91. 2022. <https://doi.org/10.1007/s10509-022-04129-3>
- *Patel B.D., Joshi B., Cho K.S. et al.* Near-Earth interplanetary coronal mass ejections and their association with DH type II radio bursts during solar cycles 23 and 24 // *Solar Phys.* V. 297. № 2. Article number 139. 2022. <https://doi.org/10.1007/s11207-022-02073-7>
- *Pilipenko V., Yagova N., Romanova N., Allen J.* Statistical relationships between satellite anomalies at geostationary orbit and high-energy particles // *Adv. Space Res.* V. 37. P. 1192–1205. 2006. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.03.152>
- *Shi X., Fu H., Zhenghua Huang Z., Ma C., Xia L.* The solar cycle dependence of in situ properties of two types of interplanetary CMEs during 1999–2020 // *The Astrophysical J.* V. 940. Article number 103. 2022. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac9b20>
- *Yermolaev Y.I., Lodkina I.G., Khokhlachev A.A., Yermolaev M.Y.* Peculiarities of the heliospheric state and the solar-wind/magnetosphere coupling in the era of weakened solar activity // *Universe.* V. 8. Article number 495. 2022. <https://doi.org/10.3390/universe8100495>
- *Zhang J., Temmer M., Gopalswamy N. et al.* Earth-affecting solar transients: a review of progresses in solar cycle 24 // *Progress in Earth and Planetary Science.* V. 8. Article number 56. 2021. <https://doi.org/10.1186/s40645-021-00426-7>